AKUSTISCHE ZEITSCHRIFT

Sechstes Heft — Dritter Jahrgang — November 1938

Frequenz- und Schallstärkemessungen an Hiebtönen

Von Werner Holle

Mitteilung aus dem Akustischen Laboratorium der Technischen Hochschule Braunschweig

(Mit 22 Textabbildungen)

1. Einleitung

Unter Hiebtönen versteht man die Töne, die beim Schlagen eines Stabes durch die Luft oder beim Vorbeiströmen von Luft an Stäben oder Drähten auftreten. Die Untersuchung dieser Töne hat einmal ein theoretisches Interesse in der Klärung gewisser Fragen der Hydrodynamik. Die praktische Bedeutung derartiger Untersuchungen liegt in erster Linie in der Lärmbekämpfung. Meist handelt es sich dabei um die Geräuschbildung an schnell umlaufenden Maschinenteilen (Luftschrauben, Lüfter, elektrische Maschinen).

Der Mechanismus der Hiebtonerzeugung ist in erster Linie durch die Arbeiten von Strouhal[1]), v. Karman und Rubach[2]) und Krüger[3]) geklärt worden und kann heute durch eine große Zahl von Untersuchungen[4–19]) als gesichert gelten. Danach ergibt sich folgendes Bild: Hinter dem zylindrischen Körper, der sich mit einer Relativgeschwindigkeit U bewegt, bildet sich eine Wirbelstraße mit abwechselnd links und rechts drehenden Wirbeln aus. Die Frequenz der Wirbelablösung stellt die Frequenz f des Hiebtones dar. Ist D ein Maß des Zylinder-

[1]) V. Strouhal, Über eine besondere Art der Tonerregung. Wied. Ann. 5 (1878), S. 216.

[2]) Th. v. Karman und H. Rubach, Über den Mechanismus des Flüssigkeits- und Luftwiderstandes. Physik. Z. 13 (1912), S. 49.

[3]) F. Krüger und A. Lauth, Theorie der Hiebtöne. Ann. Physik 44 (1914), S. 801.

[4]) F. Krüger, Zur Hydrodynamik der Hiebtöne. Ann. Physik 60 (1919), S. 279.

[5]) Lord Rayleigh, Aeolian Tones. Philos. Mag. 29 (1915), S. 433.

[6]) W. Heisenberg, Die absoluten Dimensionen der Karmanschen Wirbelbewegung. Physik. Z. 23 (1922), S. 363.

[7]) E. F. Relf, On the Sound emitted by Wires of Circular Section when exposed to an Air Current. Philos. Mag. 42 (1921), S. 173.

[8]) A. Thom, Eddies behind a Circular Cylinder. Reports and Memoranda (1930), S. 1373.

[9]) E. Tyler, Vortex Formation behind Obstacles of various Sections. Philos. Mag. 11 (1931), S. 849.

[10]) E. Tyler, Measurement of Critical Velocity of Flow past Objects of small Section by means of a Pitottube. Philos. Mag. 14 (1932), S. 990.

[11]) Blenk, Fuchs und Liebers, Über Messungen von Wirbelfrequenzen. Luftf.-Forschg. 12 (1935), S. 38.

[12]) C. N. H. Lock, On the System of Vortices generated by a Circular Cylinder in Steady Motion through a Fluid. Rep. and Mem. (1925), S. 986.

[13]) E. F. Relf a. L. F. C. Simmons, The Frequency of the Eddies generated by the Motion of Circular Cylinders through a Fluid. Philos. Mag. 49 (1925), S. 509.

[14]) A. Fage and F. C. Johansen, On the Flow of Air behind an Inclined Flat Plate of Infinite Span. Proc. 116 (1927), S. 170.

[15]) W. Linke, Neue Messungen zur Aerodynamik des Zylinders, insbesondere seines reinen Reibungswiderstandes. Diss., Leipzig 1931. Physik. Z. 32 (1931), S. 900.

[16]) O. Flachsbart, Widerstand quer angeströmter Rechteckplatten. Z. angew. Math. Mech. 15 (1935), S. 32.

[17]) R. Lehnert, Akustische Messungen an Wirbelstraßen hinter Kreiszylinder und ebener Platte. Diss., Leipzig 1937. Physik. Z. 38 (1937), S. 476.

[18]) J. J. Coop, Tones Produced by a Wire Placed in an Ignited Gas Jet. J. Acous. Soc. Am. 9 (1938), S. 321.

[19]) A. Kalähne, Schneiden- und Spalttöne. Hdb. Physik., Bd. VIII, S. 268—275.

querschnittes (bei Kreisprofil der Durchmesser), so ist der Ausdruck $\frac{f \cdot D}{U}$ eine dimensionslose Zahl, die eine Funktion der REYNOLDSschen Zahl $Re = \frac{U \cdot D}{\nu}$ ist (ν = kinematische Zähigkeit). In der Arbeit von LEHNERT[17]) findet sich als Figur 1 eine sehr schöne Zusammentragung der bisherigen Frequenzmessungen für senkrecht angeströmte Kreiszylinder. Danach ist, von kleinen REYNOLDSschen Zahlen abgesehen, die dimensionslose Frequenz $\frac{f \cdot D}{U}$ eine Konstante ($\approx 0{,}19$), wie es auch die KRÜGERsche Theorie verlangt.

Auf die einzelnen bisherigen Arbeiten soll hier nicht eingegangen werden. Eine eingehende Diskussion hat LEHNERT durchgeführt. Es sei hier nur zusammenfassend festgestellt: Bisher sind untersucht die Frequenzen der Wirbeltöne von Kreiszylindern und einigen anderen Profilen in Abhängigkeit vom Durchmesser und der Geschwindigkeit (somit von der REYNOLDSschen Zahl) und die Abhängigkeit des Widerstandsbeiwertes. Die auftretenden Wirbelfrequenzen wurden nach verschiedenen Methoden gemessen, z. B. durch Vergleich mit einer anderen geeichten, veränderlichen Schallquelle (Monochord), Beobachtung der Wirbelstraße durch Bestreuen der Flüssigkeitsoberfläche oder Einbringung eines Fadens, Bestimmung der Schwingungszahl eines Sondendrahtes oder -pendels, Abhören mittels Pitotrohrs.

Es ist dabei überraschend, daß hierbei für die Frequenzbestimmung neuere elektrische Methoden, deren sich die akustische Meßtechnik heute fast ausschließlich bedient, bisher nicht angewandt sind. Im übrigen kann man von einer vollständigen akustischen Untersuchung der Hiebtöne bisher kaum sprechen. Dazu gehören in erster Linie Schallstärken- (Lautstärken-) Untersuchungen und Untersuchungen des Frequenzspektrums.

Die vorliegende Arbeit hatte deshalb erstens zum Ziel, die Messung der Hiebtonfrequenz mit neueren akustischen Meßmethoden zu wiederholen. Hierzu bedient man sich am besten einer automatischen Analysiereinrichtung, und kann dann gleich feststellen, ob und in welcher Stärke Obertöne auftreten. Ferner und in der Hauptsache sollte die Schallstärke der Hiebtöne gemessen werden. Darüber, wie weit die Schallstärke mit der Drahtlänge, den Profilabmessungen oder der Draht- (bzw. Wind-) Geschwindigkeit sich ändert, sind bisher nur Vermutungen ausgesprochen worden.

2. Versuchsanordnung

Die Messungen sind größtenteils mit einem Rundlauf ausgeführt. Als Ergänzung wurden auch einige Messungen am Windkanal (s. u.) durchgeführt.

Der Rundlauf ist in einem Schallschluckraum untergebracht (Abb. 1). Er wird durch

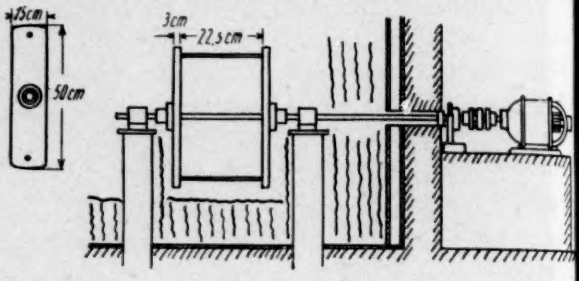

Abb. 1. Rundlauf

einen Gleichstromnebenschlußmotor von außen her angetrieben. Die Versuchsprofile wurden zwischen zwei hölzernen Doppelarmen, deren Querschnitt groß ist gegen die untersuchten Profile, eingespannt. Die Verwendung von 2 Versuchsstäben ändert prinzipiell nichts an den Ergebnissen, wie durch den Versuch festgestellt wurde. Die Schallstärke steigt auf den doppelten Wert, also um 3 db. Die symmetrische Anordnung hat aber den Vorteil eines ruhigeren Laufes. An Stelle der Holzflügel wurden ursprünglich 2 Holzscheiben versucht, jedoch erwies sich diese Anordnung als ungünstiger, in erster Linie infolge der größeren bewegten Masse.

Die Umfangsgeschwindigkeit ließ sich zwischen 10 und 60 m/sec einstellen.

Im Schluckraum befindet sich außer dem Rundlauf, dem Kondensatormikrophon und dem Mikrophonverstärker noch eine Normaltonsirene, mit der die Meßanordnung laufend nachgeeicht werden kann. Die Analyse ge-

schieht nach dem Suchtonverfahren. Diese Apparatur, die nach dem sog. Hochtonverfahren mit zweimaliger Frequenztransformation arbeitet, ist von mir vor einiger Zeit a. a. O.[20]) beschrieben worden, so daß hier nur die inzwischen erfolgten geringen Abänderungen kurz dargestellt zu werden brauchen. Da die eigentliche (zweite) Filterfrequenz im Tonfrequenzgebiet liegt (3000 Hz), lag es nahe, den Anzeigeregelverstärker (Röhrenvoltmeter) so auszubauen, daß er auch als Schalldruckmesser benutzt werden konnte. Dieser Verstärker (Abb. 10 der genannten Arbeit) arbeitete bisher mit nur zwei Röhren (AF 3 und AL 4), wobei allerdings der Frequenzgang nicht linear war, vielmehr besonders nach tiefen Frequenzen hin ziemlich abfiel. In der neuen Anordnung wird nun die Regelröhre AF 3 mit einem wesentlich kleineren Außenwiderstand betrieben, die AL 4 wurde durch eine Dreipolröhre AD 1 ersetzt; dafür mußten aber 2 Röhren AC 2 hinzugenommen werden. Die geänderte Schaltung zeigt Abb. 2. Da, wie unten gezeigt, die Schalldruckmessung fast stets über ein Oktavsieb erfolgte, die Wechselspannungen also praktisch sinusförmig sind, ist die Art der Gleichrichtung belanglos. Wir

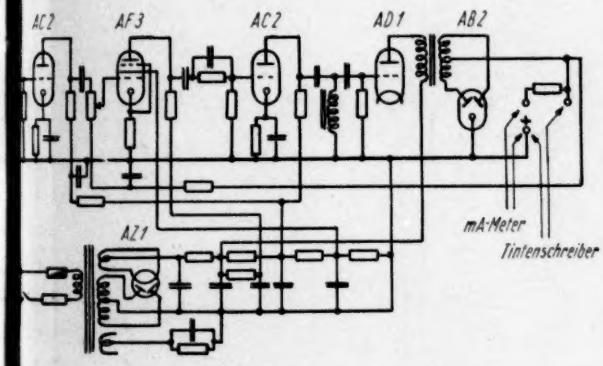

Abb. 2. Röhrenvoltmeter

verwenden hier lineare Gleichrichtung (Diode). Das Röhrenvoltmeter beherrscht einen Frequenzbereich von 100—12000 Hz mit einer Genauigkeit von $\pm {}^1/_2$ db und einen Amplitudenumfang von 50 db (Teilung siehe Abb. 6—8).

[20]) W. Holle, Gerät zur Frequenzanalyse nach dem Suchtonverfahren mit 2 Zwischenfrequenzen und logarithmischer Anzeige. Z. techn. Physik 18 (1937), S. 312.

Eine Erweiterung des Frequenzbereiches nach unten macht wegen der Rückwärtsregelung Schwierigkeiten, wenn die Anordnung nicht komplizierter werden soll (es ist bereits hinter der Regelröhre eine einstufige Kondensatorkette vorgesehen). Eine geringe Abänderung erfuhr ferner der Mikrophonverstärker. Dieser arbeitet jetzt auf das Oktavsieb, das einen Eingangsscheinwiderstand von 1000 Ohm besitzt.

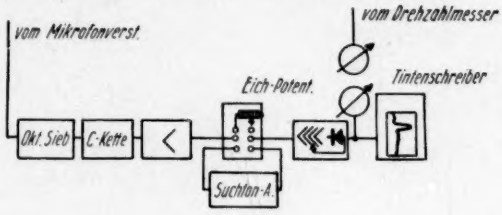

Abb. 3. Meßplatz

Um nicht durch einen Übertrager eine Verschlechterung des Frequenzganges zu erhalten, wurde die zweite Röhre KC 1 durch ein Rohr größerer Steilheit (KC 3) ersetzt und das Oktavsieb über eine RC-Anordnung direkt angekoppelt.

Aus dem Gesagten ergibt sich nun folgende Gesamtanordnung des Meßplatzes (Abb. 3): Die vom Mikrophonverstärker gelieferte Spannung wird zunächst auf das Oktavsieb gegeben, das bei Analyse durchgeschaltet ist. Eine umschaltbare Kondensatorkette gestattet u. U., den von den Holzflügeln erzeugten Drehklang auszusieben, wenn das Oktavsieb durchgeschaltet ist. Es folgt ein einstufiger Vorverstärker, das Analysengerät und das Röhrenvoltmeter, an das ein in db geeichtes Zeigerinstrument und der Tintenschreiber angeschlossen sind. Durch einen Umschalter kann das Analysengerät umgangen werden. Die Anordnung arbeitet dann als Schalldruckmesser. Die Schalldruckmessung erfolgt, wie bereits angedeutet, im allgemeinen unter Benutzung des Oktavsiebes, um die Störfrequenzen (Drehklang und Wirbelgeräusch der Holzflügel) auszuschalten. Da der Meßplatz und der Antriebsmotor in verschiedenen Räumen untergebracht sind und andererseits die Drehzahl des Motors leicht schwankt, mußte entweder eine Drehzahlstabilisierung oder eine Drehzahlfernmessung vorgesehen wer-

den. Es wurde der letztere als der einfachere Weg gewählt. Der Drehzahlmesser ist von uns selbst entwickelt. Er arbeitet nach der Impulsmethode und wird aus dem Gleichstromnetz gespeist. Die Schaltung zeigt Abb. 4.

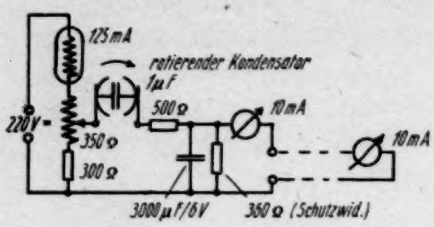

Abb. 4. Drehzahlfernmesser

3. Durchführung der Versuche und Ergebnisse

a) Grundsätzliches zur Meßmethode, Frequenzspektrum

Die im folgenden gezeigten Analysen und Schalldruckmessungen sind, soweit nicht anders angegeben ist, in der Weise durchgeführt, daß das Mikrophon, wie in Abb. 5a dargestellt, angeordnet war. Dadurch wird allerdings der auf-

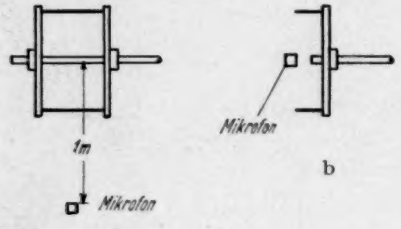

Abb. 5. Mikrophon-Anordnungen:
a) in Normalebene,
b) in Achsrichtung

genommene Ton infolge des Dopplereffektes ein Heulton von der Form

$$a = A \sin\left[2\pi f \frac{c}{c - U \sin 2\pi \nu t}\, t\right],$$

worin f die Wirbelfrequenz, ν die sekundliche Drehzahl ist. Im allgemeinen versteht man unter einem Heulton einen solchen von der Form

$$a = A \sin\left[2\pi f (1 + k \sin 2\pi F t)\, t\right].$$

Da jedoch hier die Umfangsgeschwindigkeit noch relativ klein ist gegen die Schallgeschwindigkeit, läßt sich der obige Ausdruck auch schreiben:

$$a \approx A \sin\left[2\pi f \left(1 + \frac{U}{c} \sin 2\pi \nu t\right) t\right].$$

Das Heultonspektrum ist von H. Salinger[21]) berechnet worden. Es ist ein Linienspektrum, dessen „Kopf"breite etwa der Frequenzvariation entspricht und dessen Flanken ziemlich steil abfallen.

Für einen Kreiszylinder von 5 mm ⌀ ergibt sich bei 35 m/sec Geschwindigkeit eine Wirbelfrequenz von $f = \frac{0{,}19 \cdot U}{D} = \frac{0{,}19 \cdot 3500}{0{,}5} = 1330$ Hz und eine Frequenzvariation von $\Delta f = 2 \cdot f \cdot \frac{U}{c} = 2 \cdot 1330 \cdot \frac{35}{340} = 275$ Hz.

In Abb. 6 ist diese Aufnahme gemacht. Der Dopplereffekt ist hier aber überlagert von einem anderen Effekt, nämlich der Unregelmäßigkeit der Wirbelablösung. Diese unregelmäßige Amplituden-„Modulation" hat natürlich ebenfalls eine Bandverbreiterung zur Folge. Jedoch ist diese Verbreiterung kleiner als die Dopplerverbreiterung, wie die Aufnahme am Windkanal (Abb. 7) zeigt. Man sollte zunächst meinen, daß der Einfluß des Dopplereffektes verschwindet, wenn man das Mikrophon in Achsrichtung des Rundlaufes anbringt gemäß Abb. 5b. Die Analyse (Abb. 8) zeigt aber, daß wohl die Bandbreite gegenüber Abb. 6 kleiner geworden ist, jedoch noch wesentlich größer ist als in Abb. 7. Der Dopplereffekt läßt sich offenbar deshalb nicht ganz ausschalten, weil das Mikrophon eine endliche Ausdehnung besitzt und andererseits die Holzflügel einen Teil des Schalles reflektieren. Die Anordnung Abb. 5b hat also vor der Anordnung Abb. 5a keinen wesentlichen meßtechnischen Vorteil. Sie hat aber den großen Nachteil, daß sich bei dünnen Profilen nur sehr kurze Stäbe benutzen lassen, da, wie man leicht ausrechnen kann, recht erhebliche Zentrifugalkräfte auftreten. Aus diesem Grunde sind die folgenden Messungen nach der Anordnung Abb. 5a gemacht.

Diese Betrachtungen wurden durch einige Oszillogramme ergänzt (Abb. 9a—f). Die Aufnahmen a—c sind mit der Anordnung Abb. 5a,

[21]) H. Salinger, Zur Theorie der Frequenzanalyse mittels Suchtons. Elektr. Nachr.-Techn. 6 (1929), S. 293.

die Aufnahmen d—f nach Abb. 5b gemacht. In den Bildern a und d erkennt man als Grundton das umlaufende Druckfeld, den Drehklang ($f \approx 50$ Hz). Dieser ist bei den Bildern b, c, e, f durch eine C-Kette ($f_{gr} =$ 400 Hz) ausgesiebt, so daß praktisch nur der „geheulte" Hiebton übrigbleibt. Während die Frequenzmodulation nicht besonders hervortritt, fällt die sich dauernd ändernde Amplitude sofort auf. Bei den Bildern a—c überlagert sich über diesen unregelmäßigen Effekt noch der der Amplitudenmodulation, die infolge der Entfernungsänderung zwischen Schallquelle und Mikrophon auftritt. (Die Meßentfernung konnte wegen der beschränkten Ausdehnung des Absorptionsraumes nicht größer gewählt werden als 1 m.)

und nicht nur durch irgendwelche Nichtlinearitäten der elektrischen Meßanordnung vorgetäuscht werden, ließ sich einfach dadurch zeigen, daß zum Vergleich über Oktavsieb analysiert wurde, wobei die Durchlaßoktave auf den

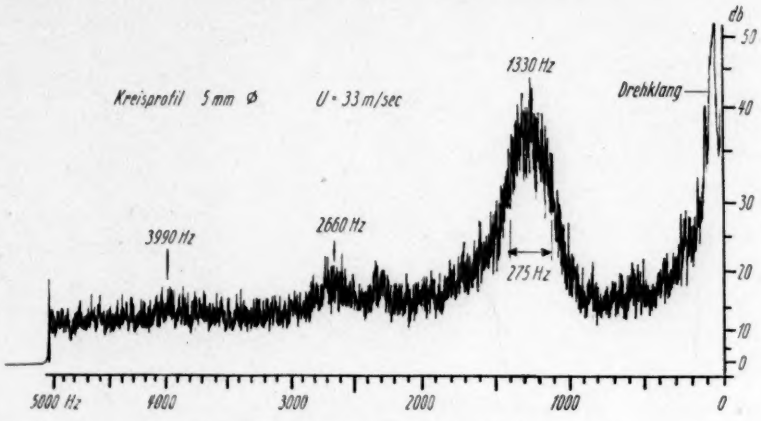

Abb. 6. Hiebtonspektrum nach Anordnung 5a

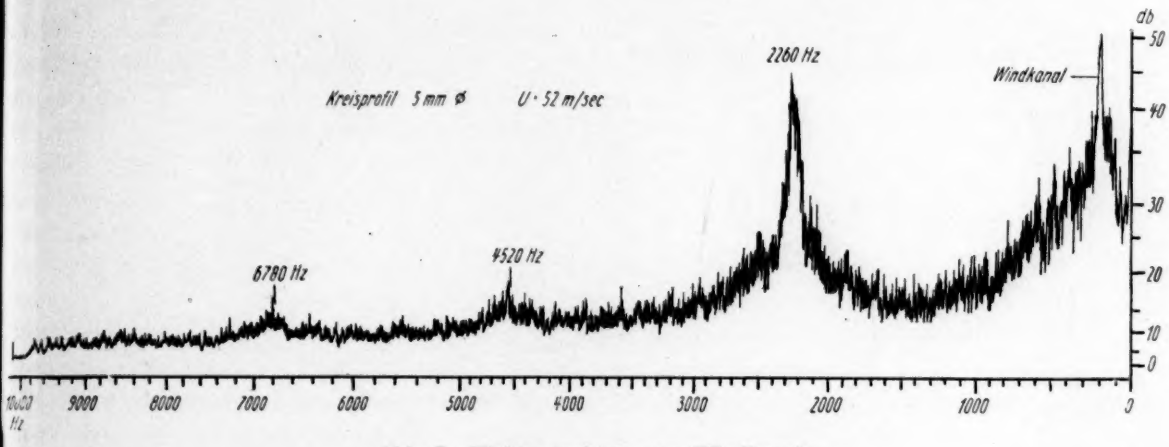

Abb. 7. Hiebtonspektrum am Windkanal

Die Spektren Abb. 6—8 zeigen noch ein anderes zunächst überraschendes Ergebnis. Hiebtöne sind praktisch obertonfrei. Der zweite und dritte Oberton heben sich nur noch ganz schwach aus dem Störgeräusch heraus (Klirrfaktor kleiner als 10%).

Daß allerdings diese Obertöne wirklich akustischer Natur sind

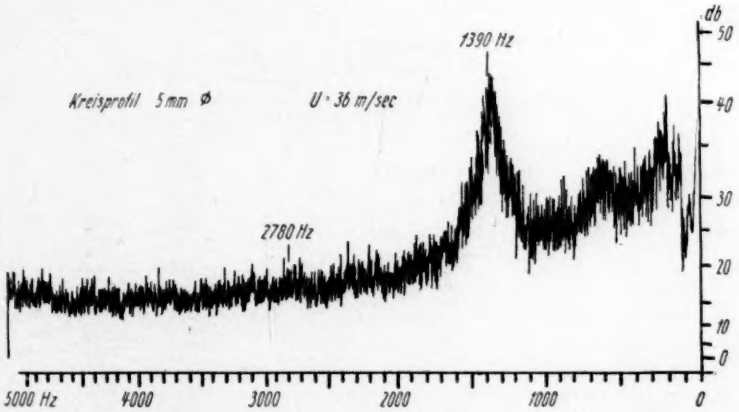

Abb. 8. Hiebtonspektrum nach Anordnung 5b

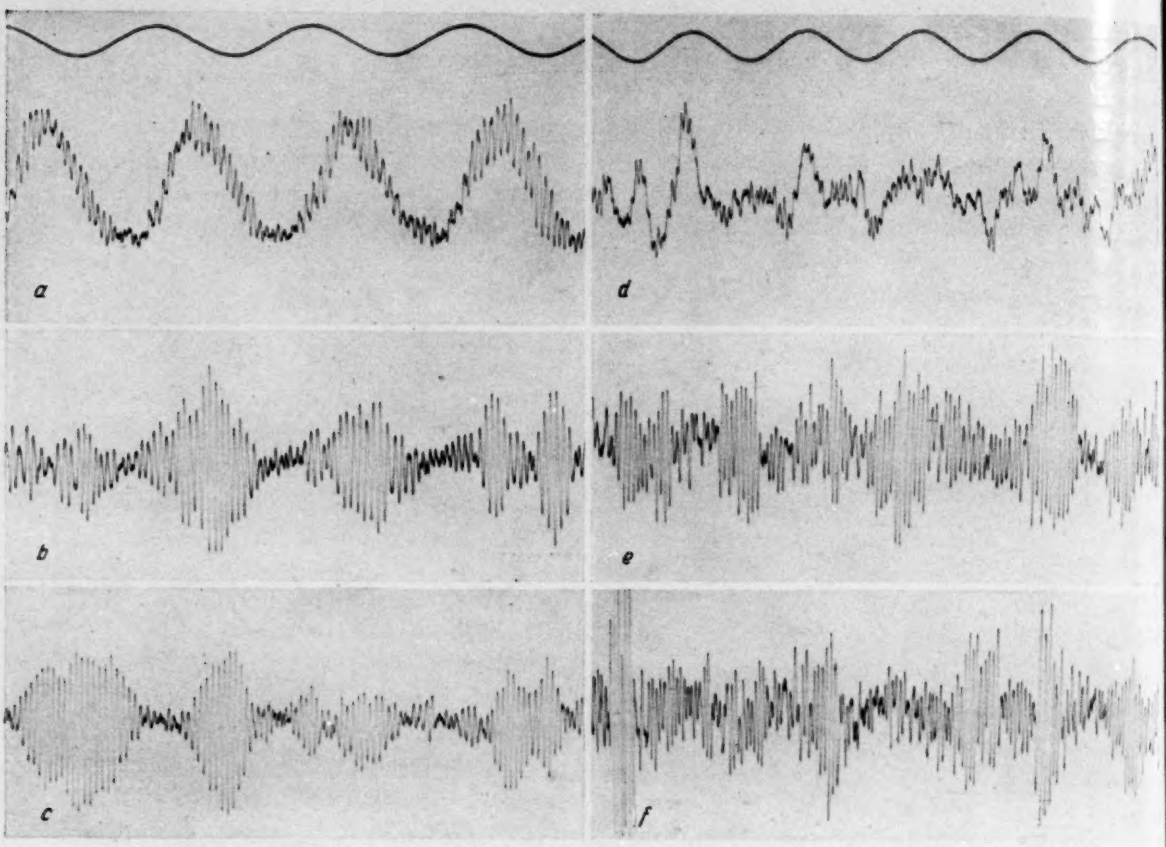

Abb. 9. Oszillogramme: a, b, c nach Anordnung 5a, d, e, f nach Anordnung 5b, a, d Gesamtschalldruck 2 Drähte, b, e über C-Kette 2 Drähte, c, f über C-Kette 1 Draht

Grundton eingestellt war. Dabei zeigte sich, daß der Oberton tatsächlich fast (Filterkurve kein Rechteck!) vollkommen verschwunden war, während er bei Verzerrungen hinter dem Sieb nicht geschwächt worden wäre.

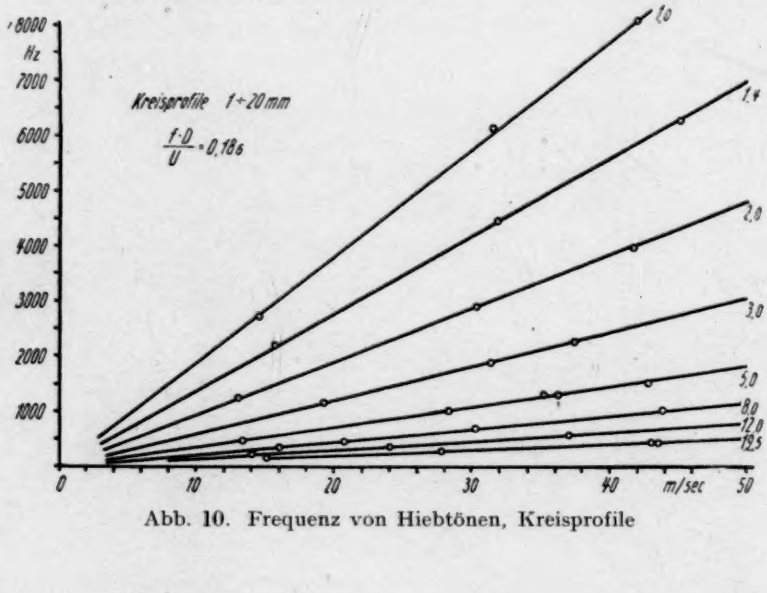

Abb. 10. Frequenz von Hiebtönen, Kreisprofile

b) Frequenz der Hiebtöne

Die dimensionslose Frequenz $\frac{f \cdot D}{U}$ bei Kreisprofilen und ihr Gang mit der REYNOLDSschen Zahl ist bereits ausreichend bestimmt worden. Es genügte somit, die Ergebnisse kurz nachzuprüfen, und da wir im Bereich großer REYNOLDSscher Zahlen ($Re = 700$ bis 80000) arbeiten, wo der Gang von $\frac{f \cdot D}{U}$ sehr gering ist, die Werte einfach zu mitteln. Es wurden Drähte, Stäbe und Rohre zwischen 1 und 20 mm ⌀ gemessen. Die Ergebnisse zeigt Abb. 10. Der Mittelwert von $\frac{f \cdot D}{U}$ ist $0{,}18_6$ und fällt mit anderweitigen Messungen gut zusammen.

Außer den bekannten Kreisprofilen wurden auch Vierkant-

profile, 2 Winkelprofile und 1 Flachprofil (Bandmessing) untersucht. Die Ergebnisse zeigen die Abb. 11—13.

Die Vierkantprofile sind in zwei verschiedenen Stellungen zur Strömungsrichtung gemessen worden. Für die Stellung Breitseite gegen Strömungsrichtung ergibt sich eine dimensionslose Wirbelfrequenz $\frac{f \cdot D}{U} = 0{,}120$, wenn unter D die Schlüsselweite verstanden wird; d. h. das quadratische Profil ist einem Kreisprofil gleich, dessen Durchmesser das 1,5fache der Kantenlänge beträgt. Für die Diagonalstellung ergibt sich $\frac{f \cdot D}{U} = 0{,}11_5$, wenn unter D die Schlüsselweite, bzw. $0{,}16_2$, wenn unter D die Diagonale verstanden ist. In dieser Stellung ergibt sich demnach die Frequenz eines Kreisprofils, dessen Durchmesser das 1,6fache der Kantenlänge beträgt.

Es muß an dieser Stelle bemerkt werden, daß es sich bei allen untersuchten Profilen um handelsübliche Stangen aus Messing, Aluminium (Lautal) oder Eisen ohne Nachbearbeitung handelte.

Als Flachprofil (ebene Platte) diente Messingband 20×2 mm (Abb. 13b). Es sind 3 Anstellungen gemessen, parallel, senkrecht und unter 45° zur Strömungsrichtung. Versteht man unter D die Projektion des Querschnitts auf die Normalebene zur Strömungsrichtung, so ist für die senkrechte und schräge Anströmung $\frac{f \cdot D}{U} = 0{,}16$ in Übereinstimmung mit den Messungen von LEHNERT, während der Wert für die parallele Anströmung merklich abweicht $(0{,}19_6)$.

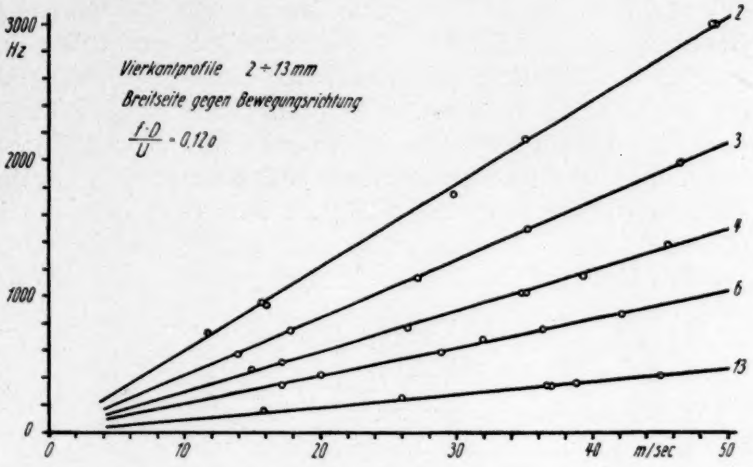

Abb. 11. Frequenz von Hiebtönen, Vierkantprofile

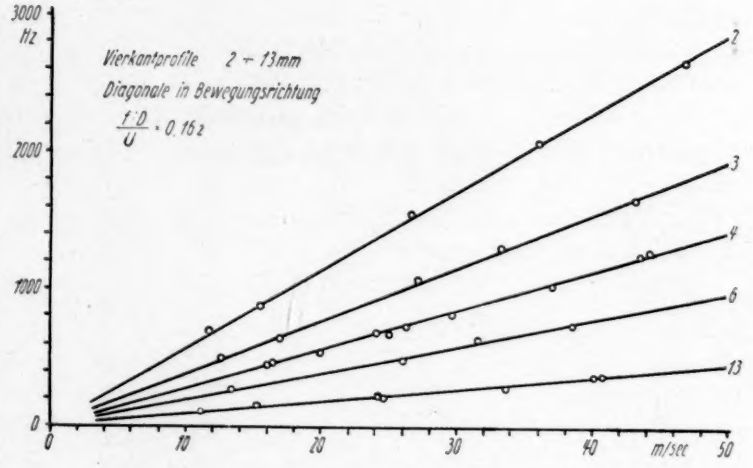

Abb. 12. Frequenz von Hiebtönen, Vierkantprofile

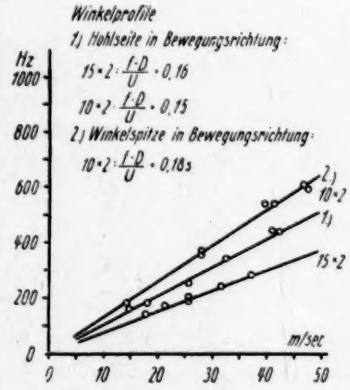

Abb. 13a

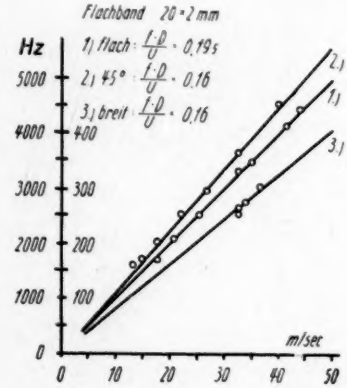

Abb. 13b

Abb. 13a u. 13b. Frequenz von Hiebtönen, Winkelprofile und Rechteckplatte

Von den beiden Winkelprofilen konnte nur das kleinere in beiden interessierenden Stellungen (Winkelspitze bzw. Hohlseite in Strömungsrichtung) gemessen werden. Die Schallstärken (s. u.) im Falle Winkelspitze nach vorn waren bei dem größeren Profil so gering, so daß der Hiebton (tiefere Frequenz) völlig im Störgeräusch des Rundlaufes unterging, während er bei dem kleineren sich bei der Analyse gerade noch heraushob.

c) Schallstärke von Hiebtönen

Da bei unseren Messungen die Versuchsstäbe eine willkürliche Länge haben und auch die Meßentfernung willkürlich gewählt war, sind die Lautstärkenmessungen zunächst nur relativ. Trotzdem ist eine absolute Eichung durchgeführt. Im folgenden bedeuten 60 db einen Schalldruck von rund 0,2 μb, d. h. o db $= 2 \cdot 10^{-4}$ μb. Das ist nach der neueren Definition der Nullpunkt der Phonskala, so daß die aufgetragene Schallstärke mit der Lautstärke bei 1000 Hz übereinstimmt.

Über die Methodik der Schalldruckmessungen ist bereits oben gesprochen.

Die Hiebtonintensität hängt von 3 Größen ab:

1. der Gestalt und den Dimensionen des Profiles,
2. der Länge des Stabes,
3. der Geschwindigkeit des Stabes bzw. der Luft.

Bezüglich der Länge des Stabes war zu vermuten, daß die Schallintensität der Länge einfach proportional ist. Man muß jedoch annehmen, daß an den Enden des Stabes das Bild der Wirbelstraße erheblich gestört ist, und daß infolgedessen bei kurzen Stäben die Schallintensität schneller als proportional mit der Länge abnimmt. Die Vermutung wurde in der Tat bestätigt, wie Abb. 14 zeigt. Da es nicht möglich war, nach Aus- und Einbau der Stäbe wieder genau dieselbe Drehzahl einzustellen, sind jeweils einige Meßpunkte aufgenommen und für eine Drehzahl interpoliert. In Abb. 14a ist die Funktion $I = f(L)$ doppelt logarithmisch und in Abb. 14b linear dargestellt. Oberhalb 15 cm ist die Schalleistung der Stablänge proportional. Bei kürzeren Drähten nimmt sie schneller ab, um rasch im Störspiegel unterzugehen.

Die folgenden Messungen sind sämtlich mit der größten Länge $L = 22{,}5$ cm gemacht.

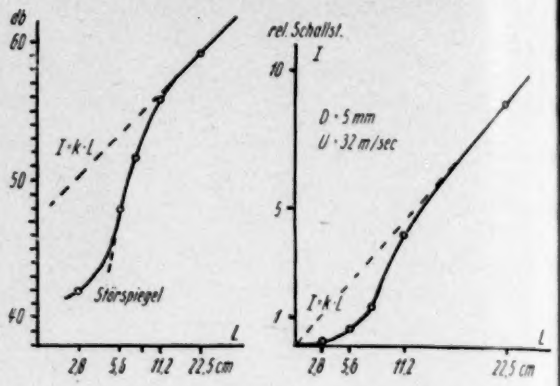

Abb. 14a Abb. 14b

Abb. 14. Schallstärke eines Hiebtones in Abhängigkeit von der Drahtlänge

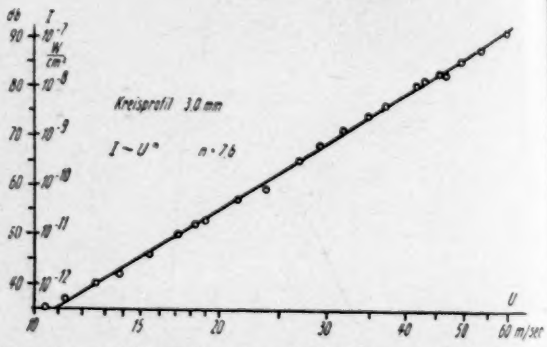

Abb. 15. Schallstärke eines Hiebtones in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit

Die Abhängigkeit der Schallstärke von den Profildimensionen (Durchmesser) direkt bestimmen zu wollen, wäre sehr unzweckmäßig. Sie ergibt sich in einfacher Weise aus den Kurven: Schallstärke als Funktion der Geschwindigkeit mit dem Durchmesser als Parameter.

Ein Beispiel einer Meßreihe Schallstärke in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit zeigt Abb. 15. Sowohl der Schalldruck als auch die Geschwindigkeit sind im logarithmischen Maßstab aufgetragen. Es ist erstaunlich, wie wenig die Meßpunkte streuen, wenn man bedenkt, wie unregelmäßig die Wirbelablösung (vgl. Abb. 9) ist und daß auch die Filterkurven des Oktav-

siebes Abweichungen von etwa $\pm$ 1 db besitzen. Die Neigung der Geraden ergibt den Exponenten n der Funktion $I = k \cdot U^n$. Die Zusammenstellung aller Kreisprofilmessungen, Abb. 16, zeigt nun, daß der Exponent eine Funk-

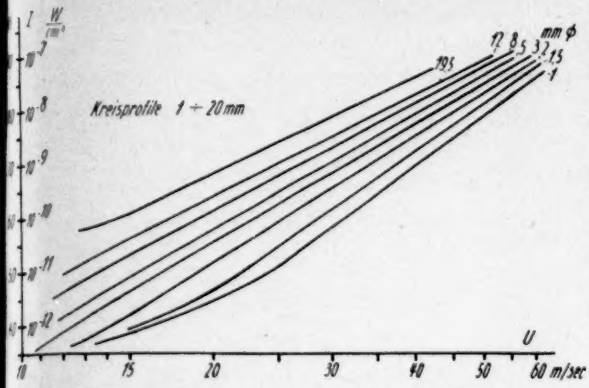

Abb. 16. Schallstärke von Hiebtönen, Kreisprofile

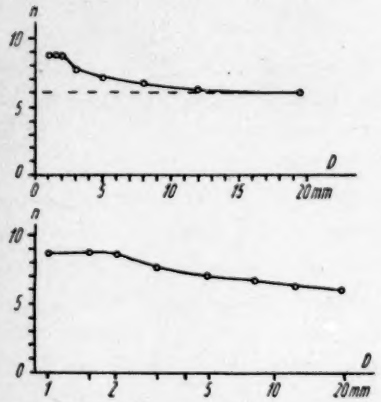

Abb. 17. Exponent der Funktion $I = k \cdot U^n$

tion des Durchmessers ist. Er steigt (Abb. 17) vom Wert 6 bei größeren Durchmessern bis auf etwas mehr als 8 bei kleinem Durchmesser. Die Werte sind überraschend groß und bisher leider nicht zu deuten. Vielmehr wäre die vierte Potenz zu erwarten gewesen.

Nach v. KARMAN ist die Wirbelstärke Γ des Einzelwirbels proportional der Wirbelschwanzgeschwindigkeit u; da nun $\frac{u}{U} = \text{const}$, ist auch $\Gamma \sim U$. Andererseits ist in einem Wirbel der maximale Unterdruck ΔP proportional dem Quadrat der Wirbelstärke, so daß $\Delta P \sim \Gamma^2 \sim U^2$. Unter der Annahme nun, daß der Schalldruck am Mikrophon irgendwie proportional dem Druckunterschied im Einzelwirbel ist (wobei allerdings zu beachten ist, daß nicht der stationäre Wirbel hörbar ist, sondern nur die Entstehung des Wirbels, die Änderung in der Druckverteilung), müßte also der Schalldruck mit dem Quadrat, die Schallstärke mit der 4. Potenz der Geschwindigkeit ansteigen. Die Tatsache, daß die Exponenten wesentlich höher liegen, besagt, daß die letztere Annahme nicht gerechtfertigt ist. Offenbar ist anzunehmen, daß die Drücke in der Wirbelstraße quadratisch mit der Geschwindigkeit ansteigen, daß aber bei höheren Geschwindigkeiten die Strahlungsbedingungen besser werden. Von der Widerstandsenergie wird nur ein geringer Bruchteil als Schall abgestrahlt, es ist aber möglich, daß bei höheren Energiebeträgen auch ein höherer Anteil abgestrahlt wird. Warum das so ist, dafür ist allerdings bisher kein Grund zu finden.

Ebenso ist der Gang des Exponenten mit dem Durchmesser nicht einzusehen. Man kann vielleicht versuchen, diesen Gang mit dem Abfall der dimensionslosen Frequenz $\frac{f \cdot D}{U}$ bei kleinen REYNOLDSschen Zahlen in Verbindung zu bringen.

Durch die Verschiedenheit der Exponenten ist es leider nicht möglich, einen eindeutigen Zusammenhang zwischen Durchmesser und Schallstärke anzugeben. Vielmehr ändert sich dieser mit der Geschwindigkeit. Bei größeren Geschwindigkeiten, oberhalb 30 m/sec ist die Schallintensität annähernd proportional dem Durchmesser.

Nach dem Gesagten läßt sich eine einfache Näherungsformel aufstellen, deren Näherung bei größeren Geschwindigkeiten recht gut ist.

$$I\left[\frac{\text{erg}}{\text{sec} \cdot \text{cm}^2}\right] = 5 \cdot 10^{-10} \frac{U^7 \cdot D \cdot l}{a^2} \qquad \begin{matrix} U\,[\text{m/sec}] \\ D, l, a\,[\text{cm}] \end{matrix}$$

I [db]
$= 70 \log U + 10 \log D + 10 \log l - 20 \log a - 4,$
wobei o db $= 2 \cdot 10^{-4}\,\mu$b = Hör- schwelle bei 1000 Hz.

Die nichtkreisförmigen Profile zeigen ebenfalls Exponenten vom Wert 6 und darüber (Abb. 18—21). Irgendwelche Besonderheiten zeigen sich bei diesen Profilen nicht. In Abb. 18 fällt der 6 mm Vierkant aus der Reihe der anderen Stäbe heraus. Dies dürfte daran liegen,

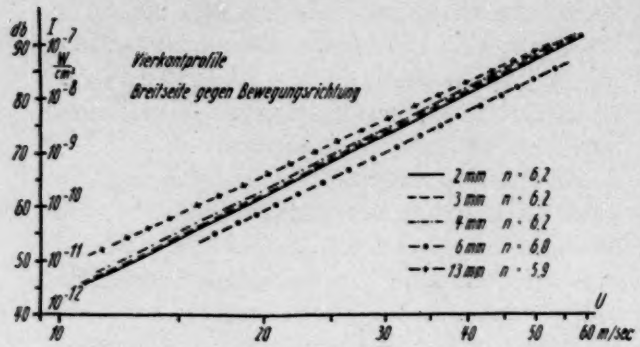

Abb. 18. Schallstärke von Hiebtönen, Vierkantprofile

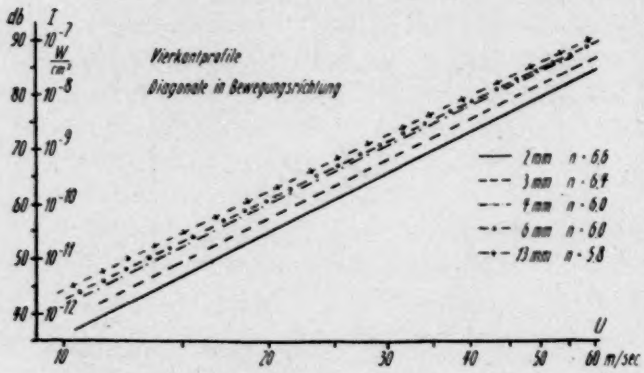

Abb. 19. Schallstärke von Hiebtönen, Vierkantprofile

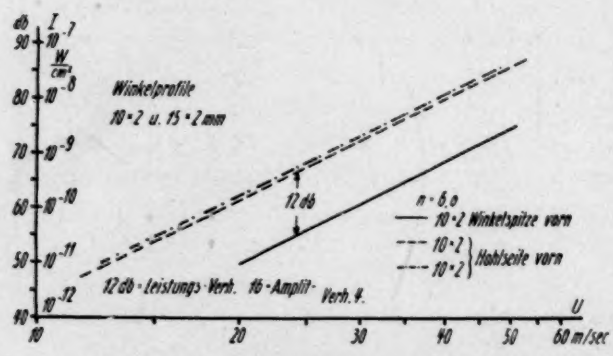

Abb. 20. Schallstärke von Hiebtönen, Winkelprofile

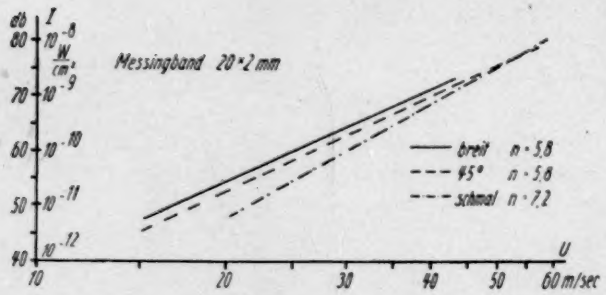

Abb. 21. Schallstärke von Hiebtönen, Rechteckplatte

daß dieser Stab aus Aluminium ziemlich runde Kanten besaß.

Von den übrigen Bildern ist die Abb. 20 interessant. Wie schon oben erwähnt, ist die Schallintensität des Winkelprofils, wenn die Winkelspitze in der Strömungsrichtung liegt, sehr klein. Sie ist etwa 12 db kleiner, als wenn die Hohlseite vorn ist, d. i. ein Leistungsunterschied 1 : 16 und ein Druckunterschied 1 : 4. Dieses Ergebnis stimmt damit überein, daß auch der Widerstandsbeiwert für die beiden Stellungen um eine Größenordnung verschieden ist. Vergleicht man aber die Schallintensitäten dieses Profils oder des Vierkants mit denen der Kreisprofile, so fällt auf, daß die eckigen Profile nicht lauter sind als die Kreisprofile, während der Widerstand eines diagonal gestellten Vierkants 4,5mal so groß ist wie der eines Kreiszylinders gleichen Durchmessers. Dies stimmt mit der oben ausgesprochenen Vorstellung überein, daß die akustische Energie nicht direkt proportional der Wirbelenergie ist, sondern daß dieser Bruchteil noch von anderen Faktoren abhängt.

Die Messungen am Rundlauf wurden durch einige Versuche am Windkanal ergänzt[22]). Im Gegensatz zum Rundlauf wurde bei dem Kanal das Störgeräusch bei kleinen Windgeschwindigkeiten kaum kleiner, so daß nur in einem kleinen Geschwindigkeitsbereich nahe der Maximalgeschwindigkeit (40—52 m/sec) gearbeitet werden konnte. Wegen dieses kleinen Meßbereiches ist natürlich die Bestimmung des Exponenten n sehr ungenau (max. Fehler etwa $\pm$ 3). Für ein Kreisprofil 5 mm ist ein Wert $n = 9$, für ein Kreisprofil 3 mm ein Wert $n = 11$ erhalten (Abb. 22), während beim Rundlauf Exponenten von 7,1 bzw. 7,7 gemessen wurden. Infolge der Ungenauigkeiten darf man wohl nur den Schluß ziehen, daß auch hier der Exponent wesentlich über dem Wert 4 liegt, und somit die Windkanalmessungen als eine Bestätigung der Rundlaufmessungen ansehen.

[22]) Diese Messungen wurden an einem Windkanal des Instituts für Luftfahrtmeßtechnik und Flugmeteorologie ausgeführt. Dem Vorstand, Herrn Prof. Dr. KOPPE sei an dieser Stelle für die Ermöglichung der Messung besonders gedankt.

Interessant sind in diesem Zusammenhang die Ergebnisse zweier anderer Arbeiten. In beiden sind allerdings Schallstärken von Geräuschen, also nicht jeweils einer einzigen Wirbelfrequenz gemessen.

Von LÜBCKE[23]) ist bei einer großen Zahl von Lüftern die Abhängigkeit der Lautstärke von der Drehgeschwindigkeit untersucht. Es ergab sich, daß die Lautstärke innerhalb eines großen

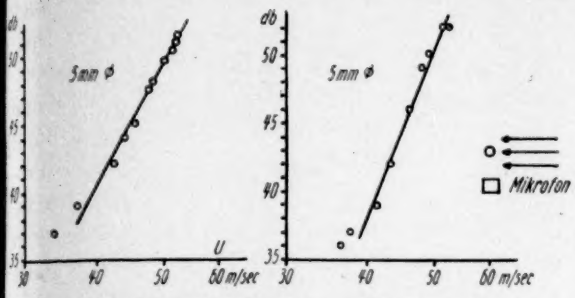

Abb. 22. Schallstärken am Windkanal

Geschwindigkeitsbereiches (10—160 m/sec) etwa mit der 7. Potenz der Umfangsgeschwindigkeit ansteigt (Fig. 38 auf S. 23, a. a. O.). Diese Zahl deckt sich mit dem Mittelwert unserer Messungen sehr gut. Dabei ist allerdings zu beachten, daß im Lüftergeräusch der Drehklang den Hauptanteil liefert, während das Wirbelgeräusch offenbar eine untergeordnete Rolle spielt.

Andererseits ist von ERNSTHAUSEN[24]) das an Luftschrauben neben dem Drehklang auftretende Wirbelgeräusch gemessen. In Abb. 13 der genannten Arbeit ist für einen leider sehr kleinen Drehzahlbereich (270—350 m/sec) die Schallleistung des Wirbelgeräusches über der Umfangsgeschwindigkeit der Luftschraube aufgetragen. Danach ergibt sich ein Exponent vom Wert 14—15. Es ist aber zu berücksichtigen, daß diese Messungen bei Umfangsgeschwindigkeiten von annähernd Schallgeschwindigkeit und darüber gemacht sind, also ganz andere Strahlungsbedingungen vorliegen.

Im übrigen soll die vorliegende Arbeit an einem größeren Rundlauf, der Umfangsgeschwindigkeiten bis zur Überschallgeschwindigkeit zu erreichen gestattet, fortgesetzt werden.

[23]) E. LÜBCKE, Schallmessung; Lärmminderung. Z. physik. chem. Unterr. 51 (1938), S. 3.

[24]) W. ERNSTHAUSEN, Untersuchungen über das Luftschraubengeräusch. Akust. Z. 3 (1938), S. 141.

Zusammenfassung

Es wird über Untersuchungen an Hiebtönen (Wirbeltönen) berichtet. Zur Erzeugung dient ein Rundlauf, der in einem gedämpften Raum untergebracht ist. Die Untersuchung erstreckt sich auf Spektrum und Intensität der Hiebtöne. Dazu dient ein selbstentwickelter Schalldruckmesser, der durch Einfügen eines Analysengerätes nach dem Hochtonverfahren auch als Analysator benutzbar ist. Die Untersuchungen ergeben: Hiebtöne sind praktisch obertonfrei. Die Frequenzmessungen sind in Übereinstimmung mit den Werten früherer Veröffentlichungen. Die Schallstärke steigt bei dicken Stäben mit der 6. Potenz der Geschwindigkeit der Stäbe, bei kleineren Profilen mit höheren Potenzen. Außer Kreisprofilen sind auch einige Stäbe mit anderen Querschnitten untersucht.

Die Arbeit ist im Akustischen Laboratorium auf Veranlassung von Herrn Prof. Dr. E. LÜBCKE ausgeführt, dem ich für sein Interesse und seine Ratschläge herzlich danke. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für die Bereitstellung einiger Apparate besonders gedankt. Herrn H. SCHMALSTIEG danke ich für die Ausführung der mechanischen Arbeiten.

(Eingegangen am 5. Juli 1938.)

Untersuchungen über eine neue Methode der direkten Messung von Schallgeschwindigkeiten in Flüssigkeiten

Von L. Bergmann und H. Oertel

(Mit 11 Textabbildungen)

1. Einleitung

Der Zweck der vorliegenden Arbeit ist, eine zuerst von BERGMANN[1]) angegebene Methode zur Messung von Schallgeschwindigkeiten in Flüssigkeiten mittels Ultraschall zu untersuchen, deren wesentlicher Vorteil darin besteht, daß sie unabhängig ist von der Messung der Frequenz des den Schall erzeugenden Piezoquarzes, und die deshalb eine größere Genauigkeit zu versprechen schien, als mit den üblichen Methoden zu erreichen war; denn bei diesen ist immer eine elektrische Frequenzmessung notwendig, deren Ausführung mit einer Genauigkeit von $0{,}1\,^0/_{00}$ schon auf Schwierigkeiten stößt.

2. Das Prinzip der neuen Methode

Das Prinzip der Methode wird durch Abb. 1 veranschaulicht. Durch die Lichtquelle L —

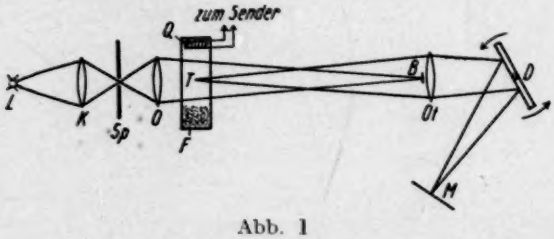

Abb. 1

die Buchstabenbezeichnungen werden im folgenden stets beibehalten werden — wird der Spalt S_p über einen Kondensor K beleuchtet. Dieser wird durch eine Linse O durch den die zu untersuchende Flüssigkeit enthaltenden Trog T hindurch auf die Blende B abgebildet, die unmittelbar vor der Linse O_t angebracht ist. Durch diese Linse O_t wird die Mittelebene des Troges T über den Drehspiegel D auf die Mattscheibe M abgebildet. Das Mattscheibenbild wird durch eine geeignete Optik (Lupe, Mikroskop) beobachtet. Die Mattscheibe ist an sich nicht nötig und kann bei ungenügender Helligkeit des Bildes auch wegbleiben.

An der einen Schmalseite des Troges ist der piezoelektrische Schwingquarz Q angebracht, der in bekannter Weise zur Erzeugung der Schallwellen dient. Um eine Reflexion an der gegenüberliegenden Trogwand — und damit stehende Wellen — zu vermeiden, ist bei F eine dicke, schallabsorbierende Filz- und Watteschicht eingebracht.

Die Anordnung arbeitet folgendermaßen[2]): Die durch den Quarz angeregte Schallwelle verursacht in der Flüssigkeit periodische sinusförmige Druckschwankungen in der Weise, daß Ebenen gleichen Druckes, die senkrecht zur Fortpflanzungsrichtung stehen, mit der Schallwelle, also mit Schallgeschwindigkeit durch den Trog eilen. Diese periodische Druckänderung in der Flüssigkeit ist gleichbedeutend mit einer periodisch sich wiederholenden Änderung des Brechungsindex und wirkt daher optisch als Beugungsgitter, und zwar sowohl als Phasen- wie auch als Amplitudengitter. Die Wirkung der Schallwelle als Phasengitter geht daraus hervor, daß in der Ebene, in welcher der Spalt

[1]) L. BERGMANN, S.-B. Schles. Ges. f. vaterl. Kultur 108 (1936), S. 47.

[2]) Vgl. zum folgenden: R. LUCAS und P. BIQUARD, J. Phys. et Radium 3 (1932), S. 464 und Rev. d'Acoustique 3 (1934), S. 198; R. BÄR, Helv. phys. Acta 8 (1935), S. 591 und 9 (1936), S. 265; L. BERGMANN und H. J. GOEHLICH, Phys. Z. 38 (1937), S. 9; O. NOMOTO, Proc. phys. math. Soc. Japan III. Folge, 18 (1936), S. 402 und 19 (1937), S. 337.

Eine zusammenfassende Darstellung ist zu finden bei L. BERGMANN, Der Ultraschall, VDI-Verlag 1937, S. 27ff., 54ff. und 76ff.

S_p durch die Linse O scharf abgebildet wird (B in Abb. 1), nicht nur Spektren erster Ordnung auftreten — wie die Theorie es bei einem sinusförmigen Amplitudengitter fordern würde —, sondern auch die Spektren höherer Ordnung, und ist dadurch zu erklären, daß der optische Weg längs der Ebenen höheren Druckes länger ist als längs der Ebenen geringeren Druckes, wodurch die aus dem Trog austretenden Lichtwellen eine mit der Schallwelle periodische Phasenverschiebung besitzen. Die Spektren werden durch die Linse O_t wieder vereinigt und man erhält an der Stelle, an der durch O_t der Trog abgebildet wird, infolge sekundärer Interferenzen ein Bild der Schallwelle.

Anderseits wirkt die periodische Druck- bzw. Brechungsindexänderung der Schallwelle auch als Amplitudengitter, indem das Licht aus den Ebenen minderen Druckes in die Ebenen höheren Druckes hineingebrochen wird. Die Lichtstrahlen werden also auf ihrem Wege durch den Trog gekrümmt und zwar verschieden stark, je nach der Druckverteilung, die sie im Trog vorfinden. Ihre Richtung beim Verlassen des Troges stimmt nicht mehr mit derjenigen überein, die sie beim Eintritt in den Trog besaßen, sondern bildet mit dieser einen kleinen, bei verschiedenen Strahlen auch verschiedenen Winkel. Nur die Strahlen, die bei ihrem Eintritt in den Trog eine Ebene maximalen oder minimalen Druckes vorfanden, gehen ungebrochen hindurch.

Hinter dem Trog findet sich demnach eine gitterartige Lichtverteilung vor — ähnlich dem Schattenbild eines Staketenzaunes —, die noch in sehr großer Entfernung vom Trog wahrnehmbar ist. Da sie aber dadurch zustande kommt, daß die Lichtstrahlen beim Verlassen des Troges — periodisch mit der Schallwelle sich wiederholend — kleine Winkel miteinander bilden, d. h. Konvergenzlinien besitzen, so ist das Schattengitter der Schallwelle, wie wir diese Erscheinung nennen wollen, in verschieden großen Entfernungen vom Trog auch verschieden gut beobachtbar; denn in den Ebenen, in denen die Konvergenzlinien liegen, sind diese ganz besonders hell und deutlich sichtbar, während in den dazwischen liegenden Ebenen die Streifen mehr oder minder verwaschen erscheinen und unmittelbar hinter dem Trog noch fast gar nicht beobachtbar sind[3]).

Das infolge der sekundären Interferenzen auf der Mattscheibe als ein System heller und dunkler Streifen entstehende Bild der Schallwelle oder besser gesagt der Dichteverteilung in der Flüssigkeit — die Blende B hat den Zweck, das direkte Licht, das Spektrum 0ter Ordnung, auszublenden (Schlierenmethode nach Toepler[4])) — läuft bei stehendem Spiegel mit einer durch die Schallgeschwindigkeit im Trog und das optische Abbildungsverhältnis fest gegebenen Geschwindigkeit über die Mattscheibe. Läßt man jetzt den Drehspiegel D in der Pfeilrichtung rotieren, dann werden bei einer bestimmten Umdrehungszahl die Streifen auf der Mattscheibe stehend erscheinen; denn das Bild eines festen Lichtpunktes läuft nach der Reflexion an einem rotierenden Spiegel auf einem um die Drehachse gelegten Kreise mit einer Geschwindigkeit, die gegeben ist durch den Radius des Kreises und die Winkelgeschwindigkeit des Spiegels.

Der Zusammenhang dieser Winkelgeschwindigkeit oder, was ja gleichbedeutend ist, der Umdrehungszahl N des Drehspiegels mit der Schallwellengeschwindigkeit c_t im Trog ergibt sich aus folgender Überlegung: Bei einer Drehung des Spiegels um den Winkel α wird der von einem festen Lichtpunkt ausgesandte, am Drehspiegel reflektierte Strahl um den Winkel 2α gedreht. Denken wir uns nun um die Drehachse des Spiegels einen Kreis mit dem Radius r gelegt, so wird der Durchstoßungspunkt des reflektierten Lichtstrahles auf diesem Kreise bei einer ganzen Umdrehung des Spiegels den Weg $4\pi r$ zurücklegen, und bei N Umdrehungen pro sec des Drehspiegels besitzt er die Geschwindigkeit, die wir mit c_d bezeichnen wollen:

$$c_d = 4\pi r N.$$

Bezeichnet man entsprechend in Abb. 2 mit g die Entfernung Trogmitte—Linse O_t (= Gegenstandsweite) und mit b die optische Entfernung

[3]) Theoretisch ist diese Erscheinung von O. Nomoto behandelt worden (a. a. O.).

[4]) Toepler, Ostwalds Klassiker 158; Pogg. Ann. 127 (1866), S. 556 und 131 (1867), S. 33 und 180.

Linse O_t—Mattscheibe (= Bildweite), so ist, wenn mit Λ die Schallwellenlänge (= Streifenbreite des Schallwellengitters) und mit λ die dieser entsprechende Streifenbreite des auf der Mattscheibe beobachteten Streifensystems bezeichnet wird,

$$\frac{\Lambda}{\lambda} = \frac{g}{b}.$$

Ist n die Frequenz der Schallwelle, dann ist $n\Lambda$ deren Geschwindigkeit c_t und entsprechend ist $n\lambda$ die Geschwindigkeit, mit der das Streifen-

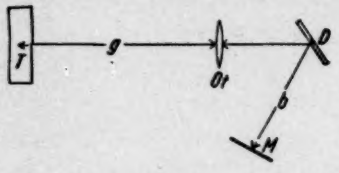

Abb. 2

system bei ruhendem Drehspiegel über die Mattscheibe läuft. Damit diese durch die Drehung des Spiegels kompensiert wird, muß also $n\lambda = -c_d$ sein, und man erhält die Beziehung

$$\frac{n\Lambda}{n\lambda} = -\frac{c_t}{c_d} = \frac{g}{b}$$

und daraus:

$$(1) \qquad c_t = -\frac{g}{b} c_d = (-)\frac{g}{b} 4\pi r N.$$

Das ist die gesuchte Beziehung zwischen der Schallwellengeschwindigkeit c_t und der Umdrehungszahl des Spiegels N. Das Minuszeichen ist dabei eingeklammert, weil es nur den Drehsinn des Spiegels angibt, der aber hier ohne Interesse ist. Wir lassen es daher in Zukunft weg.

Die zu erwartende Genauigkeit läßt sich zunächst in folgender Weise abschätzen: Infolge der Trägheit des menschlichen Auges kann eine fortschreitende Welle dann nicht mehr gesehen werden, wenn ein Wellenberg nach etwa $^1/_{20}$ Sekunde am Ort des vorhergehenden angelangt ist[5]). Das bedeutet im vorliegenden Fall aber, daß man die Streifen auf der Mattscheibe dann nicht mehr sieht, wenn ihre von der Umdrehungszahl N abhängige Geschwindigkeit von der tatsächlichen Geschwindigkeit der Schallwellen im Trog um $\pm$ 20 Wellenlängen pro sec abweicht. Da bei unseren Versuchen die Wellenlängen etwa 1 mm betrugen, war zu erwarten, daß man die Schallgeschwindigkeit auf $\pm$ 2 cm/sec, bei einer mit durchschnittlich 1000 m/sec angenommenen Schallgeschwindigkeit also auf etwa 0,005% Genauigkeit würde bestimmen können. Da die Umdrehungszahlen des Drehspiegels z. B. nach einem Verfahren von GIEBE[6]) sogar auf 0,001% meßbar sind, hofften wir, weit genauere Messungen anstellen zu können, als mit den eingangs erwähnten üblichen Verfahren zu erreichen sind, die eine genaue elektrische Frequenzmessung erfordern.

[5]) Eine eingehende Diskussion dieses physiologischen Phänomens erfolgt weiter unten.

3. Optische Einrichtung der Apparatur

Als Lichtquelle L diente eine 100 Watt-Kinoprojektionslampe, die durch einen Kondensor auf den Spalt Sp abgebildet wurde (vgl. Abb. 1) oder, falls diese Lichtintensität nicht ausreichte, auch eine Bogenlampe. Der Spalt Sp war sowohl in der Höhe wie in der Breite veränderlich; letztere betrug im allgemeinen 0,1—0,5 mm. Als Linse O dienten Achromate von 20—50 cm Brennweite. Der Trog T, ein Messingtrog mit zwei planparallelen Glaswänden, war 25 cm lang, 2,7 cm breit und 5 cm hoch. Als Schwingquarz Q diente eine Quarzplatte von 25 × 25 × 2,5 mm, deren Fläche senkrecht zur X-Achse orientiert war. Ihre Grundfrequenz betrug 1200 kHz, doch konnte sie auch in Oberschwingungen angeregt werden. Da die Auspolsterung des Troges mit Filz und Watte nicht vollkommen ausreichte, um stehende Wellen zu vermeiden, wurde die dem Quarz gegenüberliegende Trogwand unter 45° geriffelt. Lichtquelle mit Kondensor, Spalt, Linse O und Trog waren auf einer optischen Bank verschiebbar aufgestellt.

Als Blende B, die direkt an der Fassung der Linse O_t befestigt war, diente meistens ein Stück Draht von etwa 1,5 mm ⌀ oder ein Streifen schwarzen Kartons, der jeweils gerade so breit geschnitten war, daß er nur das Spaltbild ausblendete.

Was die Brennweite der Linse O_t anbetrifft, so muß diese möglichst groß gewählt werden.

[6]) GIEBE, Z. Instrumentenkde 29 (1909), S. 205ff.

Befindet sich nämlich O_t dicht vor dem Drehspiegel, so werden in Gl. (1) r und b annähernd gleich und bei einer mittleren Schallgeschwindigkeit von 1000 m/sec und etwa 25 Spiegelumdrehungen/sec wird dann g größenordnungsmäßig 3—4 m. Um bei dieser großen Gegenstandsweite ein nicht zu kleines Bild des Schallwellengitters zu bekommen, wurden für O_t Linsen mit Brennweiten zwischen 1,5 und 2 m verwandt. Wird das Abbildungsverhältnis $g/b = 1$ eingestellt, so geht Gl. (1) über in die besonders einfache Form

$$c_t = 4\pi r N \tag{1a}$$

und an Stelle der drei Längen g, b und r ist nur noch die eine, r, zu messen.

Besondere Sorgfalt mußte auf die Aufstellung der Linse O_t verwendet werden. Ihre Verschiebung in Richtung des einfallenden Strahles bewirkt nur eine gewisse Unschärfe des Bildes, die zudem von der Tiefenschärfe der ganzen Optik völlig ausgeglichen wird. Bei einer Verschiebung aber senkrecht zur Einfallsrichtung um den Betrag v (vgl. Abb. 3) wandert der Bildpunkt von B um die Strecke V nach B', und es gilt in erster Annäherung die Beziehung $V/v = (g+b)/g$, also

$$V = (g + b)\, v/g. \tag{2}$$

In dem von uns zumeist benützten Falle $g = b$ wird also $V = 2v$, so daß für eine möglichst

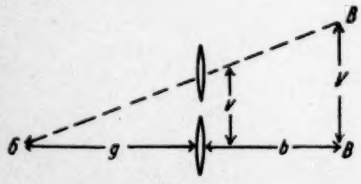

Abb. 3

schwingungsfreie Aufstellung der Linse O_t Sorge zu tragen ist, um ein Zittern des Bildes zu vermeiden.

In ähnlicher Weise macht sich eine Störung bemerkbar, die dadurch verursacht wird, daß der Drehspiegel außer seiner Rotation noch eine Parallelverschiebung erfährt, wie es bei einem sogenannten „Schlagen" der Spiegelachse in ihren Lagern der Fall ist, zumal dann, wenn diese nur einseitig gelagert ist. Bei einer Lagenverschiebung des Drehspiegels in Richtung des einfallenden Strahles (vgl. Abb. 4) um die Strecke v_1 wandert der Bildpunkt um die Strecke $V_1 = v_1 \sin 2\alpha$, wenn α der Winkel des einfallenden Strahles mit der Spiegelsenkrechten ist. Ebenso hat eine Verschiebung senkrecht

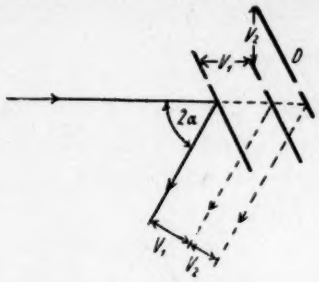

Abb. 4

zur Einfallsrichtung um v_2 eine entsprechende Wanderung des Bildpunktes um $V_2 = v_2 \operatorname{tg} \alpha \sin 2\alpha$ zur Folge. Die Gesamtverschiebung ist dann gleich:

$$V = V_1 + V_2 = v_1 \sin 2\alpha + v_2 \operatorname{tg} \alpha \sin 2\alpha$$

$$V = \sin 2\alpha\, (v_1 + v_2 \operatorname{tg} \alpha). \tag{3}$$

Bei einem Einfallswinkel $\alpha = 45^0$ ist also $V = v_1 + v_2$. Um dieses durch die Lagerung des Spiegels bedingte Zittern des Bildes zu beseitigen, muß man also erstens unter hinreichend kleinem Einfallswinkel beobachten und zweitens den Drehspiegel möglichst gut lagern.

Aus diesem Grunde wurde der zu den vorliegenden Versuchen benutzte Drehspiegel, der aus einer vorderseitig versilberten Spiegelglasplatte von 55 × 25 mm bestand, zweiseitig in sehr sorgfältiger Weise in einem massiven Eisenrahmen gelagert, so daß jede senkrechte oder waagrechte Verschiebung des Spiegels, dessen spiegelnde Fläche genau in der Drehachse lag, vermieden wurde. Das ganze Lagergestell war mittels kräftiger Winkeleisen an der Wand befestigt. Die Verbindung mit dem Antriebsmotor geschah über eine elastische Kupplung.

Schließlich konnte noch durch folgende optische Anordnung der Einfluß einer Parallelverschiebung des Spiegels weitgehend ausgeschaltet werden. An Stelle der Linse O_t in Abb. 2 wurden zwei Linsen O_{t1} und O_{t2} benutzt, von denen O_{t1} im Strahlengang vor dem Drehspiegel und O_{t2} im Strahlengang nach dem Spiegel so aufgestellt waren, daß das Licht zwischen den

beiden Linsen als paralleles Strahlenbündel auf den Spiegel auftraf. Man sieht leicht ein, daß, wenn O_{l1} die Brennweite F hat, die Gegenstandsweite g in Gl. (1) mit F identisch wird und an Stelle von Gl. (1a) der Ausdruck:

$$c_t = 4\pi F N \tag{1b}$$

tritt, da weiterhin $b = r$ ist.

Aus (1b) folgt, daß die zur Kompensierung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Schallwellen im Trog notwendige Umlaufszahl des Drehspiegels unabhängig ist von der Brennweite der Linse O_{l2}. Man kann daher das Licht nach der Reflexion wieder durch die Linse O_{l1} fallen lassen, zumal ja sowieso das Abbildungsverhältnis $g/b = 1$ erwünscht ist. Die Brennweite von O_l muß dann doppelt so groß gewählt werden, wie bei einfachem Lichtdurchgang. Bei unseren Versuchen war $F = 3{,}45$ m.

4. Bestimmung der Spiegeldrehzahl

Als Antrieb für den Drehspiegel wurde ein Gleichstrommotor benützt, der mit einer fremderregten Wechselstrommaschine (500 Hz bei 3000 Umdrehungen/min) auf derselben Achse saß. Diese Verbindung mit der Wechselstrommaschine hatte zwei Vorteile. Erstens konnte man durch eine geeignete Belastung derselben eine größere Konstanz der Umlaufszahl erreichen, und zweitens konnte der gelieferte Wechselstrom, dessen Periodenzahl direkt von der Umlaufszahl abhängt, zur Bestimmung der letzteren benützt werden.

Das bereits erwähnte von GIEBE[7]) angegebene Verfahren der genauen Messung der Umdrehungszahl benutzt eine schon von MAXWELL[8]) angegebene Brückenschaltung (Abb. 5). Der auf der Achse des rotierenden Systems angebrachte Umschalter U hat die Aufgabe, die Kapazität C während einer halben Umdrehung in den Brückenzweig $A\,B$ zu schalten und während der darauf folgenden halben Umdrehung kurz zu schließen. Bei N Umdrehungen/sec fließt dann in der Zeiteinheit die Elektrizitätsmenge $Q = NCE$ auf die Kapazität und mithin durch den Brückenzweig $A\,B$ — wenn mit E die anliegende EMK bezeichnet wird — so daß dessen Widerstand $R_1 = 1/2\pi\,NC$ ist und sich durch Abgleich der Brücke sehr genau bestimmen läßt. Sind die zum Abgleich erforderlichen Widerstände R_2, R_3 und R_4, so läßt sich bei bekannter Kapazität C die Umdrehungszahl N aus der Beziehung

$$N = \frac{R_4}{C \cdot R_2 \cdot R_3}$$

berechnen. Erforderlich ist für diese Anordnung ein sehr gut gearbeiteter rotierender Umschalter, bei dem vor allem jede, auch kleinste Erregung von Reibungselektrizität vermieden werden muß. In diesem Falle läßt sich eine Meßgenauigkeit von $0{,}01\,^0/_{00}$ erreichen.

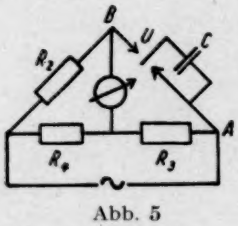

Abb. 5

Da uns ein gut funktionierender Umschalter nicht zur Verfügung stand, benutzten wir eine oszillographische Registrierung zur Bestimmung der Umdrehungszahl des Spiegels. Auf der Trommel eines EDELMANNschen Registrierapparates wurde der gerade Faden einer kleinen 4 Watt-Glühlampe über zwei Oszillographenschleifen scharf abgebildet. Die eine Schleife wurde in bekannter Weise[9]) von einem SIEMENSschen Stimmgabelaggregat mit konstanter und genau bekannter Frequenz[10]) angeregt, während die zweite Schleife von dem Strom der auf der Achse des Antriebsmotors des Spiegels befindlichen Wechselstrommaschine zu Schwingungen angeregt wurde. Durch eine elektromagnetische Fernauslösung konnte während der Beobachtung des Bildes der Schallwelle auf der Mattscheibe im gewünschten Augenblick die Registrierung für die Zeit eines Trommelumlaufs eingeschaltet werden.

Außer dieser Art der Frequenzregistrierung, der der Nachteil anhaftet, daß die beiden zu

[7]) GIEBE, a. a. O.

[8]) MAXWELL, Elektrizität und Magnetismus, § 775.

[9]) Bezüglich der Schaltung s. z. B. F. SCHRÖTER, Bildtelegraphie und Fernsehen, S. 265, Verlag J. Springer, Berlin 1932.

[10]) Für die Überlassung eines solchen Stimmgabelaggregates sind wir der Fa. Siemens u. Halske zu großem Dank verpflichtet.

vergleichenden Kurvenzüge nebeneinander lagen und ihre genauen Anfangs- bzw. Endpunkte nachträglich festgelegt werden mußten, wurde später das einfachere Verfahren benutzt, die Umläufe des Drehspiegels dadurch auf dem Photopapier des Registrierapparates zu markieren, daß der Faden einer zweiten Glühlampe über den Drehspiegel auf den Schlitz der Trommel abgebildet wurde. Bei jeder Umdrehung des Spiegels lief so ein Lichtstrahl über die schlitzförmige Blendenöffnung und zeichnete auf dem Photopapier einen Strich, der durch die von der Oszillographenschleife geschriebene Kurve der Stimmgabelfrequenz hindurchging. Auf diese Weise war eine sehr genaue Feststellung der Umdrehungszahl des Spiegels ermöglicht.

5. Die Messungsergebnisse und ihre Diskussion

Die Schallgeschwindigkeitsmessungen zeitigten leider nicht das erwartete Ergebnis. Es war zunächst angenommen worden, daß sich der Beobachtungsvorgang folgendermaßen abspielen würde: Bei stehendem Drehspiegel läuft das Streifenbild der Schallwelle mit einer durch die Wellengeschwindigkeit im Trog und das Abbildungsverhältnis bestimmten Geschwindigkeit über die Mattscheibe. Läßt man nun den Motor mit dem Drehspiegel anlaufen, dann wird bei geeigneter Drehrichtung des Spiegels die Geschwindigkeit der Streifen auf der Mattscheibe verlangsamt. Kommt die Umlaufszahl in die Nähe der durch Formel (1) bestimmten, die wir die „kritische" nennen wollen, dann muß man ein zunächst sehr rasches, bei weiterer Steigerung der Umlaufszahl immer langsamer werdendes Wandern der Streifen beobachten. Stimmt die Umlaufszahl mit der kritischen überein, dann erscheint das Streifensystem stehend, wird die Tourenzahl weiter erhöht, dann beginnen die Streifen erst langsam, dann immer schneller zu laufen und zwar in entgegengesetzter Richtung wie vorher, bis sie schließlich wieder so schnell laufen, daß man sie mit dem Auge nicht mehr beobachten kann. Dabei darf nach der Abschätzung von S. 334 die Differenz der Tourenzahlen, bei denen man das Streifensystem einmal sehr schnell in der einen und zum andern in der entgegengesetzten Richtung laufend gerade noch beobachten kann, 0,005% nicht überschreiten.

Tatsächlich wurde aber folgendes beobachtet: Bei Annäherung der Umlaufszahl an die kritische erscheint zunächst ganz schwach und verschwommen auf der Mattscheibe ein Streifensystem, das aber nicht in einer bestimmten Richtung, sondern bald nach der einen, bald nach der andern Seite, bald sprunghaft schnell, bald langsam läuft. Wird die Umlaufsgeschwindigkeit erhöht, dann verschwindet das Streifensystem, um bei weiterer Erhöhung wieder sichtbar zu werden, zwar immer noch verwaschen, aber doch erheblich deutlicher als vorher. Läßt man nun die Tourenzahl weiter steigen, dann werden die Streifen immer schärfer und schärfer, bis sie bei der kritischen Tourenzahl ganz scharf und deutlich sichtbar, aber noch immer nicht stehend erscheinen. Im Gegenteil wandern sie noch ebenso wie zu Anfang vollkommen unregelmäßig sowohl bezüglich der Geschwindigkeit wie der Bewegungsrichtung, und das bleibt auch so bei weiterer Steigerung der Umlaufszahl. Die Streifen werden wieder unscharf und verschwommen, verschwinden, werden noch einmal andeutungsweise sichtbar, um schließlich ganz zu verschwinden. Dieses letzte, ebenso wie das allererste Auftreten der Streifen ist so schwach und undeutlich, daß zuverlässige Messungen der zugehörigen Tourenzahl nicht durchführbar sind, zumal die Streifen mitunter, wohl infolge von Schwankungen der Schallintensität, ganz unsichtbar werden. Die Messungen wurden daher in der Weise angestellt, daß als untere Grenze die Tourenzahl bestimmt wurde, bei der die Streifen eben das zweite Mal sichtbar wurden. Als Umlaufszahl bester Sichtbarkeit wurde diejenige bestimmt, bei der die Streifen am schärfsten und kontrastreichsten zu sehen waren und als obere Grenze wurde die Tourenzahl gemessen, bei der die Streifen eben zum erstenmal wieder verschwanden.

Tabelle 1 zeigt eine Reihe solcher Messungen, die in chem. reinem Xylol vorgenommen wurden. Der Quarz wurde dabei in der Grund-

schwingung (1200 k Hz) angeregt. Die Entfernung Trog—Linse O_t betrug 3,45 m. Das Abbildungsverhältnis war 1 : 1.

Tabelle 1

	Umlaufszahlen des Drehspiegels			Intervallbreite %
	untere Grenze	beste Sichtbarkeit	obere Grenze	
1. Messung . . .	31,6	30,3	29,2	8,0
2. „ . . .	31,6	29,9	28,7	9,6
3. „ . . .	32,0	30,4	29,1	9,6
4. „ . . .	31,4	29,8	29,0	8,0
5. „ . . .	31,5		29,1	8,0
6. „ . . .	31,6	30,2	28,7	9,6
7. „ . . .	31,8		28,5	10,9
Mittelwert der Messungen 1—7	31,6	30,1	28,9	9,1
größte Abweichg. v. Mittelwerte	1,3%	1,0%	1,4%	

In die Tabelle sind die Umlaufszahlen des Drehspiegels pro sec eingetragen. In der rechten Spalte ist die Breite des Tourenintervalls, d. h. die Differenz der Tourenzahlen an der oberen und unteren Grenze, angegeben. Die unterste Zeile gibt die größte prozentuale Abweichung der Einzelmessungen von den in der Zeile darüberstehenden Mittelwerten an. Das aus den Mittelwerten der oberen Grenze = 28,9 und der unteren Grenze = 31,6 gebildete Mittel beträgt 30,25 und weicht von dem aus den Einzelmessungen bester Sichtbarkeit gewonnenen Mittelwert = 30,1 nur um 0,5% ab. Die relativ große Streuung der Einzelmessungen von $\pm$ 1,5% erklärt sich daraus, daß das Streifensystem nicht zum Stehen gebracht werden kann, sondern dauernd hin- und herwandert, d. h. zittert, wodurch die Beobachtung sehr erschwert wird.

Es galt zunächst, zu untersuchen, wodurch die wider Erwarten große Breite des Tourenintervalls bedingt wurde. Es lag die Vermutung nahe, die Ursache darin zu suchen, daß das im Trog entstehende Amplitudengitter der Schallwelle hinter dem Trog eine Art Schattengitter erzeugt (vgl. S. 333), das man bei Benützung stehender Wellen auf einem hinter dem Trog in den Strahlengang gehaltenen Schirm sehr deutlich sehen kann, und zwar angefangen von sehr kleinen bis zu sehr großen Entfernungen vom Trog. Jeder Dilatationsebene in der Schallwelle entspricht also grob gesprochen eine Schattenbahn hinter dem Trog. Ist nun die Tiefenschärfe der Linse O_t so groß, daß sie von einem Gegenstand in einiger Entfernung hinter dem Trog noch ein einigermaßen scharfes Bild auf der Mattscheibe entwirft, dann sieht man also auch das Schallwellengitter so, als ob es sich über diesen ganzen Tiefenschärfenbereich erstreckte, d. h. in jeder in diesem Bereich auf den Schattenbahnen senkrecht stehenden Ebene kann man ein Streifensystem beobachten, das im Aussehen vollkommen dem des Gitters der Schallwelle entspricht und sich von diesem nur dadurch unterscheidet, daß es eine andere Entfernung von der Linse O_t hat, weshalb es in einem anderen Abbildungsverhältnis auf der Mattscheibe abgebildet wird. Die Folge davon ist, daß man dieses von einem Schattengitter herrührende Streifensystem auf der Mattscheibe bei einer anderen Umdrehungszahl des Spiegels stehend sieht als das des Schallwellengitters. Da aber das Mattscheibenbild des Schallwellengitters nicht von dem eines Schattengitters zu unterscheiden ist, sieht man ein Streifensystem nicht mehr bei nur einer wohldefinierten Umdrehungszahl des Spiegels, sondern in einem ganzen Tourenintervall, dessen Größe abhängig ist von der Tiefenschärfe der benützten Optik.

Nach früheren Untersuchungen von Bergmann und Goehlich, Bär u. a.[11]) ist die Richtung der Schattenbahnen abhängig von der Bündelung des den Trog durchstrahlenden Lichtes. Bei divergentem Licht divergieren auch die Schattenbahnen, und zwar so, als ob ihre rückwärtigen Verlängerungen sich in der Lichtquelle schneiden würden. Entsprechend laufen sie bei parallelem Licht parallel und bei konvergentem Licht konvergieren auch sie auf den Konvergenzpunkt des Lichtes zu.

Diese Erscheinung ist zwar bisher nur bei stehenden Wellen beobachtet worden. Wir konnten jedoch ihren Einfluß wenigstens qualitativ auch bei laufenden Wellen dadurch fest-

[11]) a. a. O.

tellen, daß sowohl bei starker Konvergenz wie ei Divergenz des Lichtes das Tourenintervall rößer wurde und sich im ersten Falle nach leineren, im zweiten Falle nach größeren Werten der Umlaufszahlen verschob. Dabei aren aber die oberen Grenzen der bei Konverenz beobachtbaren Intervalle stets höher oder leich den unteren Grenzen der bei Divergenz eobachteten.

Zur Abschätzung dieses Einflusses auf unsere Beobachtungen greifen wir auf Gl. (1): $c_t = 4\pi r N g/b$ zurück. Beobachtet man nicht das Amplitudengitter der Schallwelle im Trog irekt, sondern irgendeine durch die Schattenahnen gelegte Ebene, dann wird, wenn man icht mit parallelem Licht arbeitet, auch die Geschwindigkeit c_s des Schattengitters in dieser bene eine andere sein als die Geschwindigkeit des Schallgitters im Trog. Selbstverständlich ndert sich auch das Abbildungsverhältnis.

Die Entfernung Drehspiegel—Mattscheibe $= r$ oll die gleiche bleiben. Daher wird das beob-

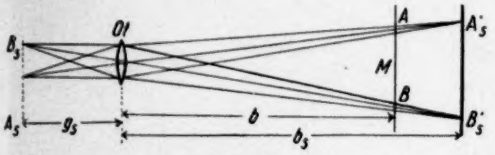

Abb. 6

chtete Schattengitter durch die Linse O_t unharf auf die Mattscheibe abgebildet. In Abb. 6 ei g_s die Entfernung Linse O_t-Schattengitter, die Entfernung Linse O_t-Mattscheibe und b_s ei die Entfernung der Ebene von der Linse O_t, n der das Schattengitter scharf abgebildet wird. A_s und B_s seien zwei Punkte des Schattenitters, A_s' und B_s' die zugehörigen scharfen Abildungen, A und B die unscharfen Abbildungen uf der Mattscheibe M.

Die in A_s' und B_s' scharf begrenzten Punkte ind in A und B verschwommene Kreise. Als hren Abstand muß man den Abstand ihrer Mittelpunkte betrachten, die mit hinreichender Genauigkeit (bei unseren Versuchen betrug der Linsendurchmesser etwa 3,5 cm und b etwa 3,5 m) als auf den Hauptstrahlen $\overline{A_s A_s'}$ und $\overline{B_s B_s'}$ gelegen angenommen werden dürfen. Dann ist aber $\overline{A_s' B_s'}/\overline{AB} = b_s/b$, und daraus folgt $\overline{A_s B_s}/\overline{AB} = g_s/b$. Setzen wir diese Werte, g_s/b, c_s und die zugehörige Umdrehungszahl N_s in (1) ein, so erhalten wir

$$c_s = 4\pi r N_s\, g_s/b. \tag{1b}$$

Wir wollen nun die Bedingung formulieren, unter der $N_s = N$ wird. Zu diesem Zweck ersetzen wir in (1b) N_s durch N und dividieren (1) durch (1b). Dann kommt

$$c_t/c_s = g/g_s. \tag{5}$$

Diese Bedingung, unter der man also das Schattengitter in jeder Entfernung vom Trog bei der gleichen Tourenzahl stehend sehen muß wie das Schallgitter selbst, war aber bei unseren Versuchen erfüllt; denn (vgl. Abb. 1) da der Konvergenzpunkt des den Trog durchsetzten Lichtes und damit der Schattenbahnen unmittelbar vor der Linse O_t liegt, verhält sich die Größe des Schallgitters im Trog zu der irgendeines seiner Schattengitter wie die entsprechenden Entfernungen von der Linse O_t, also wie g/g_s. Das gleiche gilt für die Geschwindigkeiten. Die Bedingung (5) ist also erfüllt.

Es bleibt zu prüfen, ob eine fehlerhafte, d. h. unscharfe Abbildung des Spaltes auf die Linse O_t die Ursache des gemessenen Tourenintervalls sein kann. Wir wollen annehmen, daß der Spalt nicht auf die unmittelbar vor der Linse O_t angebrachte Blende B, sondern auf eine Stelle abgebildet wird, die in der Entfernung e vor der Linse liegt. Dadurch ändert sich die Geschwindigkeit des Schattengitters in der Entfernung g_s von O_t. Bezeichnen wir sie mit c_s', dann wird

$$c_t/c_s' = (g - e)/(g_s - e). \tag{6}$$

Durch Division von (5) durch (6) erhält man

$$c_s'/c_s = g\,(g_s - e)\,/\,g_s\,(g - e). \tag{7}$$

Wir hatten bei unseren Versuchen eine Gegenstandsweite $g = 345$ cm. Die Tiefenschärfe kann mit etwa 10% angenommen werden, d. h. ein in der Entfernung $g_s = 310$ cm von der Linse O_t befindliches Schattengitter war gerade noch beobachtbar. Unter der Annahme, daß höchstens $e = 30$ cm sein kann, daß also der Spalt in diesem Falle 30 cm vor der Linse abgebildet wird, erhält man aus (7) $c_s'/c_s = (341{,}5 \times 290)/(310 \times 310) = 0{,}99$. Die Ab-

weichung der Geschwindigkeit c' bzw. der zugehörigen Umlaufszahl von der kritischen beträgt in diesem Grenzfall erst 1%, während das beobachtete Tourenintervall 9% beträgt.

Zur Kontrolle dieser Überlegungen wurde die Versuchsanordnung so abgeändert, wie es die Abb. 7 zeigt. Das Licht der Lichtquelle L wird nach Passieren des Kondensors K und des Spaltes S_p durch die Linse O_s parallel gemacht, durchstrahlt den Trog T, in dem die Schallwelle läuft, und wird von einem mit Magnesiumoxyd überzogenen Gipsschirm aufgefangen. Über den Drehspiegel D wird der Schirm durch das Fernrohr F beobachtet.

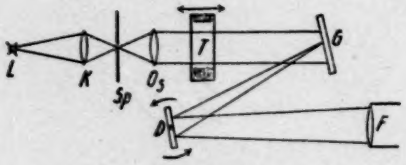

Abb. 7

Eine im Trog laufende Schallwelle erzeugt auf dem Schirm ein Schattengitter, und da der Schirm remittiert, kann man mit dem Fernrohr nur dieses eine Schattengitter beobachten. Die bei direkter Beobachtung der Schallwelle durch die Tiefenschärfe der Optik verursachten Fehler sind also bei dieser indirekten Methode vermieden.

Der Trog war in der Pfeilrichtung verschiebbar aufgestellt, um feststellen zu können, ob die Schattenbahnen parallel verliefen. Andernfalls mußte bei verschiedenen Trogstellungen auch eine verschiedene Umlaufzahl gemessen werden, und aus deren Differenz und der Kenntnis der zugehörigen Entfernung des Troges vom Gipsschirm hätte die tatsächliche Geschwindigkeit des Schallgitters berechnet werden können. Bei der ersten bis dritten Messung in Tabelle 2 betrug die Entfernung Trog—Gipsschirm 10 cm, bei der vierten und fünften Messung betrug sie 20 cm.

Da jede Vergrößerung oder Verringerung der Streifenabstände auf dem Schirm durch eine Verdrehung desselben zu einer Erhöhung bzw. Erniedrigung der kritischen Geschwindigkeit führen würde, mußte ihre Projektion auf eine zur Einfallsrichtung des Lichtes senkrechte Ebene gleich sein ihrer Projektion auf eine Ebene, die senkrecht auf der Verbindungslinie Schirm—Drehspiegel steht; denn dann beobachtet man durch das Fernrohr auf dem Schirm die Streifen mit den gleichen Abständen wie bei direkter Beobachtung. Diese Justierung des Gipsschirmes wurde dadurch erreicht, daß auf dem Schirm G ein Spiegel befestigt wurde, so daß über diesen der Spalt Sp auf die Achse des Drehspiegels D abgebildet werden konnte.

Für die Abhängigkeit der Umdrehungszahl des Spiegels von der Schallwellengeschwindigkeit gilt die Formel

$$c_t = 4\pi e N, \tag{8}$$

wobei e die Entfernung Gipsschirm—Drehspiegel ist.

Tabelle 2 zeigt im Vergleich zu Tabelle 1 eine Abnahme der Intervallbreite von 9,1% auf 5,8%, desgleichen eine Abnahme der Streuung der Einzelmessungen von 3% auf 1,5%. Ferner sieht man aus der Übereinstimmung der ersten bis dritten Messung mit der vierten und fünften Messung, daß die durch die Schallwelle im Trog erzeugten Schattenbahnen parallel verliefen.

Tabelle 2

	Umdrehungszahlen des Drehspiegels		Intervallbreite %
	untere Grenze	obere Grenze	
1. Messung	28,7	30,5	6,1
2. „	28,9	30,6	5,8
3. „	28,7	30,3	5,4
4. „	28,8	30,7	6,4
5. „	28,9	30,5	5,4
Mittelwert der Messungen 1—5	28,8	30,5	5,8
größte Abweichung der Einzelmessungen vom Mittelwert	0,35%	0,7%	
mittlere Tourenzahl . . .	29,6		

Die mittlere Tourenzahl beträgt nach Tabelle 1 30,25 Umdrehungen pro sec, nach Tabelle 2 29,6 Umdrehungen pro sec, ihre Abweichung voneinander 2,2%. Die Entfernungen e in (8) und F in (1a) waren 352,5 cm bzw.

345 cm, ihre Differenz also 2,1%. Das von den Formeln geforderte Verhältnis der Umdrehungszahlen stimmt mit dem gemessenen gut überein.

Aus den Werten der Tabellen 1 und 2 läßt sich die Geschwindigkeit der Schallwellen in Xylol berechnen. Für $F = 345$ cm und $N = 30{,}25$ Umdrehungen/sec ergab die erste (direkte) Methode nach Gl. (1b) $c'_{Xylol} = 1312$ m/sec.

Für die Beobachtung nach der indirekten Methode war $e = 352{,}5$ cm und $N = 29{,}6$ Umdrehungen/sec. Dies liefert nach Gl. (8) $c'_{Xylol} = 1311$ m/sec.

In gleicher Weise wurde die Schallgeschwindigkeit für Tetrachlorkohlenstoff bestimmt. Es ergab sich $c_{Cl_4} = 910{,}3$ m/sec bzw. $= 914{,}8$ m/sec.

Zum Vergleich sind im folgenden die Messungen anderer Autoren[12]) zusammengestellt:

A. Xylol

(1) 1165 m/sec	(3) 1288 m/sec	(6) 1330 m/sec
(2) 1222 ,,	(4) 1260 ,,	(7) 1345 ,,
(2) 1286	(5) 1322 ,,	(8) 1349 ,,

B. Tetrachlorkohlenstoff

(2) 863 m/sec	(2) 922 m/sec	(7) 926 m/sec
(5) 921 ,,	(9) 925 ,,	(10) 950 ,,
		(8) 961 ,,

Aus den angestellten Überlegungen und Messungen geht hervor, daß die außerhalb des Troges auftretenden Schattengitter der Schallwelle das wider jede Erwartung breite Intervall der kritischen Umdrehungszahl des Spiegels allein nicht verursachen können, daß sie aber scheinbar die Breite des Intervalls vergrößern. Es ist jedoch noch zu beachten, daß bei den Versuchen mit der direkten Beobachtung das Abbildungsverhältnis 1 : 1 war und das Streiffensystem mit einer zweifach vergrößernden Lupe beobachtet wurde. Man sah dann die Streifen etwa 2,5 mm breit. Bei der indirekten Beobachtung durch das Fernrohr erschien dagegen der Streifenabstand nur etwa 0,5 mm breit. Es war daher möglich, daß infolge des beschränkten Auflösungsvermögens des Auges bei der geringeren Streifenbreite die Verwaschung der Streifen an der unteren bzw. oberen Grenze des Tourenintervalls schon bei höheren bzw. niedrigeren Umlaufszahlen einsetzte und somit die Einengung des Tourenintervalls nur vorgetäuscht war.

Es bleibt daher nur noch die Annahme übrig, daß in der Beobachtung über den Drehspiegel die Ursache dafür zu suchen war, daß das Streifensystem nicht nur bei der kritischen Umlaufzahl stehend erschien, d. h. daß sich bei der periodisch unterbrochenen Sicht der Streifen ein physiologisches Phänomen bemerkbar machte. Hierfür sprach auch noch folgender Kontrollversuch, dessen Zweck die Ausschaltung der optischen Vorgänge in der Schallwelle war. Das durch die Schallwelle in der Flüssigkeit erzeugte Schattengitter wurde durch ein bewegtes Streifengitter ersetzt. Zu dem Zweck wurde über den Rand einer auf der Achse eines Elektromotors sitzenden Trommel ein Filmstreifen mit einem Linsenraster gespannt, das mit parallelem Licht durchstrahlt und von einem kurzbrennweitigen Objektiv stark vergrößert auf den Gipsschirm in der Versuchsanordnung der Abb. 7 abgebildet wurde. Läßt man den Motor rotieren, dann bewegt sich das auf dem Schirm abgebildete Filmraster und man erhält ein dem Schattengitter der Schallwelle ähnliches, laufendes Streifensystem, das sich von ihm nur durch die Streifenbreite und seine Entstehung unterscheidet. Der Schirm wurde wie früher mit dem Fernrohr über den Drehspiegel beobachtet.

Auch jetzt beobachtete man bei einer langsamen Steigerung der Spiegeldrehzahl das Auf-

[12]) Die eingeklammerten Zahlen bezeichnen die folgenden Veröffentlichungen:

(1) Th. v. Jonescu, J. Phys. Radium 5 (1924), S. 377.
(2) R. Wyss, Helv. physica Acta 7 (1934), S. 406.
(3) L. Bergmann, Physik. Z. 34 (1933), S. 761.
(4) Ch. Bachem, Z. Physik 87 (1934), S. 738.
(5) E. Hiedemann u. Ch. Bachem, Z. Physik 94 (1935), 68.
(6) S. Parthasaraty, Proc. Ind. Acad. Sci. (A) 2 (1935), S. 497.
(7) R. Bär, Helv. physica Acta 6 (1933), S. 570.
(8) L. Bergmann u. A. Jaensch, S.-B. Schles. Ges. 108 (1935), S. 34.
(9) E. B. Freyer, J. G. Hubbard u. D. W. Andrews, Proc. nat. Acad. Sci., Wash. 18 (1932), S. 409.
(10) A. Cisman, J. Phys. Radium 7 (1926), S. 345.

tauchen verwaschener, dauernd hin- und widerlaufender dunkler Streifen, die bei der Erhöhung der Tourenzahl wieder verschwanden. Bei weiterer Annäherung an die kritische Umlaufszahl sah man zunächst verwaschen, immer schärfer werdende sehr helle Streifen. Erhöht man die Tourenzahl über die kritische, dann werden die Streifen wieder verwaschen, verschwinden, werden noch einmal dunkel sichtbar und verschwinden schließlich ganz.

Die Umlaufszahlen der Filmtrommel sowie die des Drehspiegels wurden in der üblichen Weise gemessen. Tabelle 3 zeigt eine Zusammenstellung solcher Meßergebnisse. Als „untere Sicht" wurde das Umlaufsverhältnis bestimmt, bei dem die dunklen Streifen unterhalb, als „obere Sicht" dasjenige, bei dem sie oberhalb der kritischen Umdrehungszahl am deutlichsten sichtbar waren. Die Tourenzahlen, bei denen die Streifen zwischendurch verschwanden, wurden als „untere Grenze" bzw. „obere Grenze" bezeichnet je nach ihrer Lage unterhalb oder oberhalb der kritischen Tourenzahl.

Tabelle 3

	untere Sicht	untere Grenze	krit. Umlfz.	obere Grenze	obere Sicht
1. Messung . .	0,289	0,309	0,362		0,444
2. „ . .	0,266	0,309	0,363	0,415	0,434
3. „ . .	0,281	0,293	0,364	0,415	0,438
Größte Abweichg. d. Einzelmessg. voneinand. i. %	8,3	5,3	0,6	0,0	2,3
Mittelw. d. Einzelmessungen .	0,279	0,304	0,363	0,415	0,439
Mittelw. d Spalte 2 und 4 . . .			0,360		
1 und 5 . . .			0,359		
1 bis 5 . . .			0,360		

Die Intervallbreite, d. i. die Differenz der an der oberen und der an der unteren Grenze gemessenen Tourenzahlen, beträgt bei der zweiten Messung 29,5%, bei der dritten Messung 34% und im Mittel 32%. Der aus den Mittelwerten der Spalten 1—5 sich ergebende Mittelwert = 0,360 weicht von dem Mittelwert aus den Einzelmessungen der kritischen Umlaufszahl = 0,363 um 0,8% ab. Über die Bedeutung der Spalten 1 und 5 s. u.

Als Resultat der bisherigen Untersuchungen können wir zusammenfassen:

1. Man beobachtet ein Streifensystem nicht nur bei einer bestimmten, der „kritischen Tourenzahl" des Spiegels.
2. Das Streifensystem erscheint nicht stehend, sondern ändert dauernd seine Lage mit wechselnder Geschwindigkeit und Richtung.
3. Die Ursache dieser Erscheinung kann weder durch die Schallwelle selbst noch durch rein optische Effekte bedingt sein.

6. Erklärung der Fehlerbreite der Messungen als Folge eines physiologischen Phänomens des Auges

Zur Erklärung dieser Ergebnisse als Folge der periodisch unterbrochenen Beobachtung über den Drehspiegel bietet sich ein Weg, indem man die physiologischen Eigenheiten des Auges berücksichtigt, die sich stets dann bemerkbar machen, wenn ein intermittierter Bildeindruck vorliegt. Daß ein solcher unter bestimmten Bedingungen als kontinuierlich empfunden wird, bewirken die positiven Nachbilder im Auge, deren Dauer in der Größenordnung von $^1/_{15}$—$^1/_{20}$ sec liegt. Infolgedessen erscheinen periodische Folgen sehr kurz dauernder Lichtreize als kontinuierlich, wenn ihre Zeitabstände $\leq {}^1/_{15}$ sec sind. Die Helligkeit dieser kontinuierlichen Lichterscheinung ist dabei gleich der im Verhältnis der Dauer eines Einzelreizes zur Dauer einer Periode verminderten Helligkeit des Einzelreizes[13]), d. h. das — zeitlich betrachtet — Lichtband erscheint so, als ob die entsprechend verminderte Helligkeit des Einzelreizes während der ganzen Periode wirkte.

Wenn also zur Feststellung der Schallgeschwindigkeit eine Spiegelumdrehungszahl von $15 < N \leq 30$ pro sec benötigt wird, dann wirken die Bilder je zweier Umdrehungen zusammen, d. h. wenn das Bild, das der Spiegel bei der zweiten Umdrehung in die Beobach-

[13]) Vgl. zu vorstehendem A. König, Physiol. Optik, Hdb. Exp. Physik XX, 1 (1929), S. 86ff.

tungsrichtung reflektiert, im Gesichtsfeld der Lupe erscheint, dann wirkt im Auge des Beobachters das Bild der ersten Umdrehung noch nach und wird zu diesem zweiten addiert. Bei der dritten Umdrehung ist zwar vom Bilde der ersten keine Empfindung mehr vorhanden, wohl aber noch vom Bilde der zweiten usw., so daß also vom Beobachter stets die Bildreize zweier aufeinanderfolgender Umläufe wahrgenommen werden. Ist die Umdrehungszahl höher als etwa 30 pro sec oder benutzt man ein Spiegelrad, auf dessen Trommel mehrere Spiegel angebracht sind, dann ist die Zahl der zusammenwirkenden Bilder entsprechend höher.

Es sei T die Zeit, die der Spiegel zu einem ganzen Umlauf benötigt und t sei die Beobachtungszeit, während der ein Beobachter bei einem Umlauf das Bild der Schallwelle sehen kann. Bezeichnen wir ferner mit Bildbreite B die Breite des auf der Mattscheibe sichtbaren Bildes des vom Licht durchstrahlten Schallfeldes im Trog, dann gilt die Beziehung

$$T/t = 4\pi r/B = 4\pi F/B, \tag{9}$$

da in unserer Versuchsanordnung der in (1) auftretende Radius des Beobachtungskreises r nach (1b) durch die Brennweite F der Linse O_t zu ersetzen ist.

In der Zeit t, während der das Bild bei einer Umdrehung des Spiegels zu sehen ist, wandere das beoachtete Streifensystem um die Strecke B/x vor. Die gestrichelt gezeichnete Kurve in Abb. 8 gibt die Lichtverteilung in dem Augen-

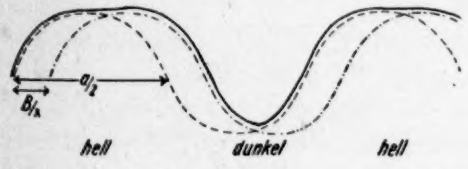

Abb. 8

blick wieder, in welchem das Bild auf der Mattscheibe gerade sichtbar wird, die strichpunktierte Kurve den Moment, in dem das Bild die Mattscheibe gerade verläßt. Das durch diese Lichtverteilung charakterisierte Streifensystem ist also während der Beobachtungszeit t um die Strecke B/x gewandert und das erweckt für das Auge den Anschein, als ob auf dem Bilde die durch die ausgezogene Kurve angedeutete Lichtverteilung herrsche, d. h. die Streifen des beobachteten Systems erscheinen verbreitert und verwaschen.

Aus (9) ist ersichtlich, daß das Streifensystem in der Zeit T, also bei einem Umlauf des Drehspiegels, um die Strecke $4\pi F/x$ voreilt, wenn es in der Zeit t um B/x vorgeeilt ist. Bezeichnen wir den Abstand zweier heller Streifen, d. h. die Entfernung zweier entsprechender Punkte der Lichtverteilungskurve als Streifenabstand a, dann sind drei Fälle zu unterscheiden:

1. Nach einem Umlauf, wenn das Bild gerade wieder sichtbar wird, soll das Streifensystem um eine ganze Anzahl Streifenabstände vorgeeilt sein. Dann ist zu Beginn der zweiten Beobachtungszeit, d. i. die Zeit, während der man beim zweiten Umlauf das Bild sehen kann, die Lichtverteilung die gleiche wie zu Beginn der ersten Beobachtungszeit. Während der zweiten Beobachtungszeit wandert das Streifensystem wieder um die Strecke B/x vor und am Ende der zweiten Beobachtungszeit herrscht ebenfalls dieselbe Lichtverteilung wie am Ende der ersten. Das Streifensystem erscheint also dem Beobachter stehend und die Streifen verbreitert. Ist k die Anzahl der Streifenabstände, um die das System vorgeeilt ist, dann lautet die mathematische Formulierung dieses Falles $4\pi F/x = ka$.

2. Im zweiten Falle soll das Streifensystem um etwas mehr als eine ganze Anzahl Streifenabstände bei einer Umdrehung vorlaufen. Dieser Überschuß soll aber $\leq B/x$ sein, d. h. die nach einem Umlauf zu Beginn der zweiten Beobachtungszeit sichtbar werdenden hellen Streifen liegen innerhalb der während der ersten Beobachtungszeit verbreiterten hellen Streifen. Abb. 9a zeigt den Grenzfall, bei dem der Überschuß gerade B/x ist. Zu Beginn der ersten Beobachtungszeit, d. h. z. Z. $t' = O$, ist die durch die gestrichelte Kurve dargestellte Lichtverteilung zu beobachten. Während der Beobachtungszeit laufen die Streifen um B/x vor. Z. Z. $t' = t$ beobachtet man also die strichpunktierte Lichtverteilung. Nach einem Um-

lauf, z. Z. $t' = T$, ist das Streifensystem um ein ganzes Vielfaches des Streifenabstandes $+ B/x$ vorgelaufen, so daß man zu diesem Zeitpunkt, dem Beginn der zweiten Beobachtungszeit, an der Stelle der strich-punktierten Kurve abermals ein Streifensystem sieht. Dieses wandert während der zweiten Beobachtungszeit wieder um B/x vor, so daß am Ende der zweiten Beobachtungszeit, z. Z. $t' = T + t$ die durch die punktierte Kurve gekennzeichnete Lichtverteilung herrscht. Die Umlaufzahl soll > 15 pro sec

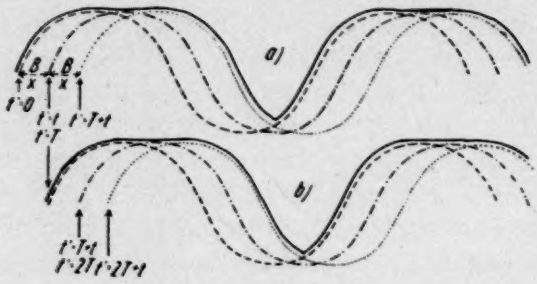

Abb. 9

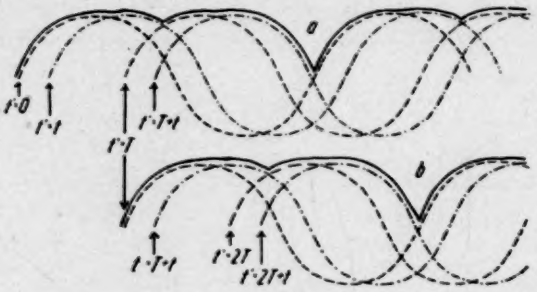

Abb. 10

sein; also wirken die Bilder des ersten und zweiten Umlaufs zusammen und man sieht daher die Lichtverteilung der ausgezogenen Kurve. Die Streifen erscheinen gegenüber dem Fall 1 noch mehr verbreitert und verwaschen.

Nach einem weiteren Umlauf ist der erste Bildeindruck verblaßt, der zweite wirkt aber noch nach. Abb. 9b zeigt, wie sich das zweite zum dritten Bild addiert. Man sieht, daß das ganze verbreiterte Streifensystem um B/x verschoben ist. Bei jeder weiteren Umdrehung wandert in immer gleicher Weise das Streifensystem um B/x vor. Da aber zu Beginn jeder neuen Beobachtungszeit die Streifen an derselben Stelle sichtbar werden wie am Ende der vorhergehenden, so erscheint dem Beobachter dieses Voreilen kontinuierlich, m. a. W. man beobachtet ein gleichmäßig wanderndes Streifensystem.

Die mathematische Formulierung für diesen Fall lautet $ka < 4\pi F/x \leq 4\pi F/x + B/x$.

3. Im dritten und letzten Fall soll die Voreilung wieder ein ganzes Vielfaches des Streifenabstandes überschreiten und der Überschuß soll größer als B/x sein aber kleiner als $a/2 - B/x$. Abb. 10a zeigt in der gestrichelten Kurve die Lichtverteilung zu Beginn, in der strich-punktierten Kurve die Lichtverteilung am Ende der ersten Beobachtungszeit. Die übrigen gestrichelten Kurven geben entsprechend die Verhältnisse bei der zweiten Beobachtungszeit wieder, während die ausgezogene Kurve den Gesamtbildeindruck zeigt. In gleicher Weise sind die Kurven 10b für die zweite und dritte Umdrehung dargestellt.

Aus der Abbildung ist zu ersehen, daß das Streifensystem dem Beobachter sprunghaft laufend erscheint, da die durch die Einbuchtungen der ausgezeichneten Kurve gekennzeichneten dunklen Stellen des Bildes keinen Zusammenhang mehr besitzen.

Die diesen Fall charakterisierende Formel ist $ka + B/x < 4\pi F/x < (k + {}^1/_2)a - b/x$.

In allen drei Fällen ist k eine beliebige ganze Zahl. k kann also gleich 0, 1, 2, . . . werden, das Streifensystem kann während eines Umlaufs um 0, 1, 2, . . . Streifenabstände voreilen. Entsprechend ist auch die Voreilung der Streifen während der Zeit t verschieden, d. h. auch B/x wächst proportional k. Die beobachteten Streifen verbreitern sich und erscheinen flauer und unschärfer, da sich der gleichgebliebene Lichtstrom scheinbar auf eine größere Fläche verteilt. Wenn nun das Streifensystem während der Beobachtungszeit gerade um einen ganzen Streifenabstand vorgeeilt ist, so daß am Ende der Beobachtungszeit jeder Streifen gerade dort sichtbar ist, wo zu Beginn von t der vor ihm laufende zu sehen war, wenn also $B/x = a$ geworden ist, dann erscheint die ganze Fläche gleichmäßig ausgeleuchtet und es sind für den Beobachter keine Streifen mehr wahrnehmbar. Dabei ist es gleich, ob k positiv ist oder

negativ, d. h. ob das Streifensystem voreilt oder zurückbleibt.

Von besonderem Interesse ist noch der Fall $4\pi F/x = (k + {}^1/_2)a$. Schon bei der Betrachtung der Abb. 10 fiel auf, daß die ausgezogene Kurve zwei Arten von Einbuchtungen zeigt, eine tiefe und eine ziemlich flache. Je weiter die gestrichelten Kurven nach rechts rücken d. h. je mehr sich die Voreilung der Streifen dem Wert $4\pi F/x = (k + {}^1/_2)a$ nähert, um so tiefer werden die flachen Einbuchtungen und entsprechend verflachen die tiefen. Dies geschieht wegen der sinus-Form der Kurven zuerst langsam, dann immer rascher. Ist $4\pi F/x = (k + {}^1/_2)a$, dann sind beide Arten von Einbuchtungen gleich tief. Sie sind dann für den Beobachter nicht mehr voneinander zu unterscheiden und man beobachtet daher die doppelte Streifenzahl. Aber man kann sich leicht überlegen, daß die Tiefe der Einbuchtungen weit geringer ist als in den in Abb. 8 und 9 dargestellten Fällen. Das bedeutet, daß die dunklen Streifen im doppelten Streifensystem, gegenüber dem einfachen aufgehellt, kontrastärmer erscheinen und zwar um so mehr, je stärker die hellen Streifen verbreitert gesehen werden, d. h. je größer B/x ist.

Das doppelte Streifensystem ist ein stehendes, weil bei jedem dritten Umlauf die Streifen dort gesehen werden, wo sie beim ersten Umlauf zu sehen waren. Entsprechend würde man, wenn drei Bildeindrücke zusammenwirken würden, ein dreifaches stehendes Streifensystem beobachten können usw. Die Beobachtbarkeit der Streifen hängt aber von ihrem Kontrast ab. Das doppelte Streifensystem kann daher, wenn überhaupt, nur in der Nähe der kritischen Tourenzahl, die durch $B/x = 0$ definiert ist, dem Auge sichtbar werden, denn die Abnahme des Streifenkontrastes ist nicht proportional B/x, sondern der Kontrast nimmt bei einer Vergrößerung kleiner Werte von B/x verhältnismäßig viel rascher ab.

Ist $(k + {}^1/_2)a < 4\pi F/x < (k + 1)a$, dann wandern die Streifen im Bild entgegengesetzt ihrer tatsächlichen Voreilung. Man kann dies ohne weiteres aus der Abb. 10 entnehmen. Denn in diesem Falle sind die unteren Kurvenpaare b gegen die oberen a soweit nach rechts verschoben, daß die tiefen Einbuchtungen der ausgezogenen Kurven nach links einen geringeren Abstand haben als nach rechts. Das bedeutet nichts anderes, als daß die Streifen scheinbar nach links wandern, obwohl sie tatsächlich nach rechts voreilen.

Das Tourenintervall sowohl wie das sprunghafte Hin- und Herpendeln der Streifen fanden im vorigen Abschnitt ihre Erklärung als Folgeerscheinung eines physiologischen Phänomens. Es bleibt zu prüfen, wie weit die Beobachtungen damit in Einklang stehen.

Wie schon oben ausgeführt wurde, ist das Streifensystem dann nicht mehr als solches erkennbar, wenn es in der Beobachtungszeit t um den Streifenabstand a voreilt. Nach (9) ist $t = BT/4\pi F$, wobei T die Umlaufszeit des Spiegels bedeutet. Bei N Umdrehungen/sec ist $T = 1/N$ und die Formel geht über in

$$t = B/4\pi F N . \tag{10}$$

Da die Voreilung V einen Streifenabstand in der Beobachtungszeit, also $V = a/t$ betragen soll, folgt aus Gl. (10)

$$V = 4\pi F Na/B. \tag{11}$$

Um das Verhältnis der Voreilung zur Schallgeschwindigkeit festzustellen, dividieren wir Gl. (11) durch Gl. (1a)

$$\begin{aligned} V/c_t &= 4\pi F Na/B \; 4\pi F N \\ V/c_t &= a/B. \end{aligned} \tag{12}$$

Die Voreilung verhält sich also zur Geschwindigkeit der Schallwellen wie der Streifenabstand, d. i. die Wellenlänge des Schalls zu der beobachtbaren Breite des Schallfeldes im Trog. Das Streifensystem kann aber nicht nur voreilen, es kann auch zurückbleiben. (12) gibt also nur den halben Betrag des Tourenintervalls an und wir erhalten für die Breite des Tourenintervalls schließlich die Formel

$$V/c_t = 2\,a/B. \tag{12a}$$

Die Schallwelle hatte bei unseren Versuchen eine Frequenz von 1200 kHz, die Bildbreite betrug 3 cm und die Schallgeschwindigkeit wurde zu 1311 m/sec gemessen. Setzt man diese Werte ein, dann erhält man $V/c_t = 7{,}3\%$.

In Anbetracht der großen Streuung der Einzelmessungen in Tabelle 1 von etwa $\pm 1{,}5\%$ kann man wohl sagen, daß das berechnete Intervall von 7,3% mit dem gemessenen von 9,1% ganz gut übereinstimmt. Weshalb die in Tabelle 2 angegebenen Werte zweifellos zu klein sind, ist bereits dort (S. 340) ausgeführt worden.

Auch die Messungen der Tabelle 3 stimmen mit den berechneten ganz gut überein. Das Intervall betrug 32%. Die Streifenbreite war 20/13 cm, die Bildbreite 8,5 cm. Daraus berechnet sich das Intervall zu 34,4%.

Bei diesen Versuchen war beiderseits der kritischen Tourenzahl ein Wiedersichtbarwerden der Streifen beobachtet worden, das auch gemessen werden konnte. Die Differenz zwischen den beiderseits gemessenen Tourenzahlen betrug 44%, die Differenz einer jeden von ihnen von der kritischen Umlaufszahl also etwa 22%. Man kann diese Erscheinung in folgender Weise erklären: Wenn das Streifensystem während der Zeit t um den Streifenabstand a vorgeeilt ist, dann beobachtet man nur ein helles Band. Eilt jetzt das Streifensystem noch schneller vor, dann sieht man es also während einer Beobachtungszeit an gewissen Stellen zweimal. Diese Stellen erscheinen heller als ihre Umgebung, und man sieht wieder ein Streifensystem, das aber sehr kontrastarm ist und daher verschwommen erscheint. Dieses System wird am besten sichtbar werden, wenn die helleren Streifen ebenso breit erscheinen wie die dunkleren. Das ist dann der Fall, wenn die Voreilung der Streifen beinahe $3a/2$ beträgt. (Wenn die Voreilung $+ 3a/2$ wäre, dann würden die helleren Streifen infolge der Irradiation[14]) gegenüber den dunklen Streifen schon verbreitert erscheinen und infolgedessen weniger gut sichtbar sein). Nach Formel (12a) ergibt sich für eine Voreilung von $3a/2$ eine Intervallbreite von 51,6% und die gemessene Tourenzahldifferenz von 44% stimmt ganz gut mit dem eben Gesagten überein.

Es möge noch die Differenz der Umlaufszahl berechnet werden, für welche die Voreilung einmal ka, das andere Mal $(k + {}^1/_2)a$ beträgt, also die Differenz zweier benachbarter Umlaufszahlen, bei denen das Streifensystem stehend erscheint. N_1 sei die zur Voreilung $2\pi F/x_1 = ka$ und N_2 die zur Voreilung $2\pi F/x_2 = (k + {}^1/_2)a$ gehörige Umlaufszahl. Nach (1b) ist

$$\begin{aligned} c_t &= 4\pi F N \\ &= 4\pi F N_1 - 2\pi F N/x_1 \\ &= 4\pi F N_2 - 2\pi F N/x_2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} 4\pi F N_1 &= 4\pi F N + 2\pi F N/x_1 \\ 4\pi F N_2 &= 4\pi F N + 2\pi F N/x_2 \end{aligned}$$

daraus folgt:

$$\text{(a)} \qquad N(1/x_2 - 1/x_1) = 2(N_2 - N_1).$$

Nun ist aber nach Definition

$$2\pi F/x_2 - 2\pi F/x_1 = (k + {}^1/_2)a - ka = a/2$$

also

$$\text{(b)} \qquad 1/x_2 - 1/x_1 = a/4\pi F$$

Aus (a) und (b) folgt

$$\text{(13)} \qquad N_2 - N_1 = aN/8\pi F.$$

Formel (13) gibt die absolute Differenz der Tourenzahlen an. Wenn wir die prozentuale Differenz $\Delta(N)$ bestimmen wollen, müssen wir noch durch N [genauer durch $(N_2 + N_1)/2$] dividieren, und erhalten dann

$$\text{(13a)} \qquad \Delta(N) = a/8\pi F.$$

Wenn wir unsere Werte einsetzen, dann erhalten wir für diese Differenz den Wert $\Delta(N) = 0{,}0013\%$. Aus dieser Zahl geht die technische Unmöglichkeit hervor, die Streifen stehend zu beobachten; denn die Umlaufsgeschwindigkeit des Drehspiegels müßte auf einen kleinen Bruchteil von 0,0013% konstant gehalten werden.

7. Versuche mit einer optisch abgeänderten Methode

Zum Schluß wurde die ursprüngliche Versuchsanordnung noch in der Weise abgeändert, daß ein festes Gitter mit annähernd derselben Gitterkonstanten wie das von der Schallwelle im Trog erzeugte Streifengitter gleichzeitig von der Linse O_t (vgl. Abb. 1) auf der Mattscheibe M abgebildet wurde. Es sind dann verschiedene Versuchsvariationen möglich:

Als Versuchsanordnung Ia sei die bisher benutzte bezeichnet, Ib soll sich von ihr dadurch

[14]) Vgl. KÖNIG, Physiol. Optik, a. a. O., S. 84ff.

unterscheiden, daß die Schallwelle im Trog nicht gleichsinnig, sondern entgegengesetzt dem Drehsinne des Spiegels läuft. Das feste Gitter fällt also bei Ia und Ib fort.

Die Versuchsanordnungen IIa und IIb unterscheiden sich von Ia bzw. Ib nur dadurch, daß sich zwischen der Linse O und dem Trog, dicht vor diesem, das feste Streifengitter befindet, dessen Gitterkonstante gleich der Wellenlänge der Schallwelle gemacht wird. Letzteres wurde dadurch erreicht, daß das Streifengitter um eine vertikale Achse drehbar angeordnet wurde.

Bei den Versuchsanordnungen IIIa und IIIb hat das Gitter die gleiche Stellung behalten wie bei IIa und IIb, der Trog mit der Schallwelle ist jedoch so aufgestellt, daß das vom Spalt Sp ausgehende Licht erst nach der Reflexion am Drehspiegel den Trog durchstrahlt. Dabei wird das Gitter durch die Linse O_t auf die Mittelebene des Troges abgebildet und diese durch die Lupe betrachtet.

Versuchsanordnung Ia, deren Ergebnisse bereits in Tabelle 1 dargestellt und dort diskutiert worden sind, und Versuchsanordnung Ib, bei der man überhaupt kein Toureninterval feststellen kann, in welchem ein Streifensystem sichtbar wird, wenn nicht ein wesentlicher Teil der Schallenergie reflektiert und dadurch eine rückläufige Welle beobachtbar wird, wurde in der folgenden Versuchstabelle 4 nur zur Kontrolle aufgenommen.

Befindet sich das feste Gitter zwischen Linse O und Trog, so erhält man bei rotierendem Spiegel auf der Mattscheibe das Bild zweier bewegter Streifensysteme, nämlich eins, das von der Schallwelle herrührt und ein zweites, das durch das feststehende Gitter und die Rotation des Spiegels erzeugt wird. In der Versuchsanordnung II wird dabei das von der Schallwelle herrührende Streifensystem je nach deren Laufrichtung in bezug auf den Drehsinn des Spiegels um die gleiche Geschwindigkeit verzögert oder beschleunigt, mit welcher das vom Gitter erzeugte Streifensystem läuft. In den Anordnungen III tritt naturgemäß keine Beeinflussung des Schallwellensystems auf.

Bei diesen Versuchen waren stroboskopische Effekte zu erwarten, wie sie ähnlich auch bei zwei hintereinander aufgestellten gleich- oder gegensinnig laufenden Lochscheiben zu beobachten sind. Solche Erscheinungen sind u. a. schon von Lincкh und Vieweg[15]) untersucht worden. Diese Verfasser kamen zu folgenden Ergebnissen:

Es seien L_1 und L_2 die Lochzahlen der ersten bzw. zweiten Scheibe, N_1 und N_2 ihre Umdrehungszahlen pro sec und A sei die Zahl der bei diesen Umdrehungen auf dem Scheibenumfang sichtbaren Löcher. Dann besteht folgende Beziehung

$$A = \frac{L_2 L_1 N_1 \pm L_1 L_2 N_2}{(L_1 N_1,\ L_2 N_2)} \tag{14}$$

wobei das $+$Zeichen gilt, wenn die beiden Scheiben entgegengesetzt, das $-$ Zeichen, wenn sie gleichsinnig umlaufen. Der Ausdruck im Nenner $(L_1 N_1, L_2 N_2)$ bezeichnet den größten gemeinsamen Teiler der beiden Produkte $L_1 N_1$ und $L_2 N_2$.

Für unseren Fall kann man obige Formel umformen, indem man berücksichtigt, daß $L_1 N_1$ bzw. $L_2 N_2$ die Häufigkeit angeben, mit welcher der Beobachter in einer Sekunde ein hinter der Lochscheibe angebrachtes Lämpchen aufleuchten sehen kann, also die Frequenz dieses periodisch sich wiederholenden Vorganges. Das bedeutet, daß wir $L_1 N_1$ gleich n_t, $L_2 N_2$ gleich n_g setzen können, wobei unter n_t die Frequenz des von der Schallwelle, unter n_g die Frequenz des vom Gitter erzeugten Streifensystems zu verstehen ist. Ferner sind die Lochzahlen L_1 und L_2 gleichzusetzen der Größe B/λ, also der Zahl, die angibt, wieviel Schallwellen bzw. Gitterstreifen wir bei einem Umlauf beobachten können. Setzen wir $B/\lambda = k$, $n_t \lambda = c_t$ und $n_g \lambda = c_g$, dann geht (14) über in

$$A = k \frac{n_t \pm n_g}{(n_t, n_g)} = k \frac{c_t \pm c_g}{(c_t, c_g)}. \tag{15}$$

Ist A eine ganze Zahl, dann ist ein stehendes Streifensystem zu beobachten, das sich aber von dem in der Versuchsanordnung Ia bei der kritischen Tourenzahl sichtbaren durch die verringerte Streifenbreite unterscheidet.

---

[15]) E. H. Lincкh und R. Vieweg, Arch. Elektrotechn. 15 (1926), S. 509.

Tabelle 4 gibt eine Übersicht der von uns gemessenen Werte.

Tabelle 4

c_l/c_g	Ia	Ib	IIa		IIb		IIIa		IIIb	
	U	U	U	%	U	%	U	%	U	%
4 : 1					10,4	+3,0			7,4	−2,5
3 : 1			7,4	−2,5	15,0	−2,0	10,2	+1,0	10,3	+2,0
5 : 2					19,8	−1,3				
2 : 1			10,2	+1,0	29,6	−1,9	15,1		15,1	
3 : 2							20,2	+0,5		
1 : 1			14,8	−2,0			30,1	−0,3		
1 : 2			20,1							
$c_g = 0$	30,2		30,8	+2,0						

In Spalte 1 ist das Verhältnis der Streifengeschwindigkeiten im Blickfeld der Beobachtungslupe angegeben. $c_g = 0$ in der letzten Zeile soll bedeuten, daß wir bei dieser kritischen Umlaufszahl das durch den Drehspiegel zum Stehen gebrachte Schallgitter selbst beobachteten. Die römischen Ziffern Ia, Ib usw. beziehen sich auf die Nummern der Versuchsanordnungen. U bedeutet die gemessene Umlaufszahl des Drehspiegels, bei der ein stehendes Streifensystem zu erkennen war. Aus diesen Umlaufszahlen kann man, da die kritische Tourenzahl größenordnungsmäßig bekannt ist, durch Multiplikation mit einem entsprechenden Faktor diese berechnen und auf die Weise aus den Einzelmessungen einen Mittelwert für die kritische Umdrehungszahl erhalten. In der Spalte % sind die Abweichungen der Einzelmessungen von den derart für jede Spalte gebildeten Mittelwerten angegeben. Die größte Abweichung betrug 3%, was erklärlich erscheint, wenn man bedenkt, daß sich natürlich auch bei diesen Messungen der Einfluß des Drehspiegels bemerkbar macht.

Wenn die kritische Umlaufszahl nicht bekannt ist, kann man sie aus Formel (15) berechnen. A, die Streifenzahl, kann man zwar infolge des Zitterns des beobachteten Streifensystems selbst nicht bestimmen, wohl aber das Verhältnis der Streifen bei Gleich- und Gegenlauf der beiden Systeme. Man braucht dazu nur die beiden Versuchsanordnungen IIIa und IIIb zu kombinieren. Das läßt sich dadurch erreichen, daß man die Schallwelle so reflektieren läßt, daß man in der oberen Hälfte des Troges die hinlaufende, in der unteren Hälfte die rücklaufende Welle beobachtet. Dabei wurde der Trog so gestellt, daß das feste Gitter auf beide Hälften gleichzeitig abgebildet wurde. Man beobachtet also gleichzeitig in der einen Troghälfte das dem Gleichlauf, in der anderen Troghälfte das dem Gegenlauf entsprechende Streifensystem und kann bequem ihr Verhältnis bestimmen. Bezeichnen wir mit A^+ die dem Gegenlauf, mit A^- die dem Gleichlauf der Gitter zugehörige Streifenzahl, so ergibt sich aus (15)

$$A^+/A^- = (c_l + c_g) / (c_l - c_g) \tag{16}$$

und daraus kann man, wenn A^+/A^- und c_g bekannt sind, die Schallgeschwindigkeit c_l bestimmen.

8. Eine stroboskopische Methode zur Bestimmung von Schallgeschwindigkeiten in Flüssigkeiten

Die am Ende des vorigen Abschnitts abgeleitete Formel (16) bietet eine neue Möglichkeit, absolute Schallgeschwindigkeitsmessungen in Flüssigkeiten auszuführen. Bildet man, wie es Abb. 11a veranschaulicht, ein rotierendes

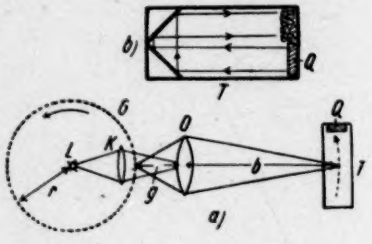

Abb. 11

Strichgitter G (z. B. Filmstreifen mit Linienraster), das von der Lichtquelle L über den Kondensor K beleuchtet wird, mittels der Linse O in der Ebene des Troges T ab, in der die Schallwelle im unteren Teil hin- und im oberen Teil zurückläuft (entsprechend der in Abb. 11b gezeichneten Reflektoranordnung), so erhält man bei Betrachtung der Trogebene mit einer Lupe die gleichen stroboskopischen Erscheinungen, wie sie bei der Versuchsanordnung IIIa und IIIb im vorigen Abschnitt besprochen wurden. Ist r der Radius des Filmbandes, N seine Umdrehungszahl und g/b die notwendige Vergrößerung, damit die in der Mittelebene des Troges abgebildeten Streifen einen der Schall-

wellenlänge entsprechenden Abstand besitzen, dann ist die Streifengeschwindigkeit in der Mittelebene des Troges gegeben durch

$$c_r = 2\pi r N g/b. \tag{17}$$

Nimmt man $g/b = 10$, $r = 10$ cm und $N = 50$ m/sec an, dann erhält man eine Geschwindigkeit c_r von ungefähr 300 m/sec. Das ist etwa ein Drittel bis ein Fünftel der Schallgeschwindigkeit. Für $c_r = c_s/5$ liefert (16) $A^+/A = {}^2/_2$, und nach (15) ist $A^+ = 6k$, d. h. man sieht statt eines Streifens deren 6, was bei einem ursprünglichen Streifenabstand von etwa 1,5 mm noch gut zu beobachten ist. Der Vorteil dieser bisher noch nicht ausprobierten Methode würde darin bestehen, daß man das Streifenbild nicht mehr intermittierend, sondern dauernd beobachten kann.

Zusammenfassung

Bildet man eine in einem Flüssigkeitstrog erzeugte Schallwelle nach der Schlierenmethode von Toepler über einen Drehspiegel auf eine Mattscheibe ab, und läßt man den Drehspiegel mit einer geeigneten Geschwindigkeit rotieren, so erwartet man, ein stehendes Bild der Schallwellen beobachten zu können. Dabei müßte ein bestimmter Zusammenhang zwischen der Schallwellengeschwindigkeit einerseits und dem Abbildungsverhältnis sowie der Spiegeldrehzahl andrerseits bestehen, so daß es durch Messung der beiden letzteren Größen gelingen müßte, die Schallwellengeschwindigkeit zu bestimmen. Die zu diesem Zweck angestellten Messungen ergaben, daß man erstens überhaupt kein stehendes Bild der Schallwelle erhält, sondern daß dieses Bild sehr stark und rasch zittert, und zweitens, daß man ein solches zitterndes Bild nicht nur bei einer bestimmten, der „kritischen" Tourenzahl beobachten kann, sondern in einem etwa $\pm 4{,}5\%$ der kritischen Tourenzahl betragenden Tourenintervall, wobei das Schallwellenbild bei einer in der Nähe der kritischen Tourenzahl liegenden Umlaufszahl des Drehspiegels besonders kontrastreich zu sehen war. Die Messungen wurden daher so angestellt, daß bei einem gegebenen Abbildungsverhältnis zuerst die untere Grenze des Tourenintervalls gemessen wurde, d. h. die Spiegeldrehzahl, bei der das Bild der Schallwelle eben sichtbar wurde, sodann die Umlaufszahl, bei der das Schallwellenbild am kontrastreichsten erschien und schließlich die obere Grenze des Tourenintervalls, also die Drehzahl des Spiegels, bei der das Schallwellenbild eben wieder verschwand. Die durch Mittelung dieser drei Werte erhaltenen Meßergebnisse wichen bei mehreren Meßreihen um maximal 1% voneinander ab, so daß es also möglich ist, nach dieser Methode die Schallgeschwindigkeit einer Flüssigkeit mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 0{,}5\%$ zu bestimmen.

Es wurden Untersuchungen angestellt, um die Ursache des Zitterns der beobachteten Schallwellenbilder und des Auftretens eines Tourenintervalls zu erklären. Diese Erklärung wurde in einer physiologischen Eigenheit des Auges gefunden, die stets bei Beobachtung intermittierter Lichteindrücke auftritt. Dieses physiologische Phänomen wird eingehend diskutiert. Die theoretischen Erwägungen zeigen eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.

Zum Schluß wird eine Methode der Schallgeschwindigkeitsmessung entwickelt, die unter Zuhilfenahme eines stroboskopischen Effektes, des sog. „Staketenphänomens", voraussichtlich sehr genaue Messungen anzustellen gestattet.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden in den Jahren 1936/37 im Physikalischen Institut der Universität Breslau ausgeführt. Dem Direktor Prof. Dr. Cl. Schaefer sind wir für die Überlassung der Institutsmittel zu großem Dank verpflichtet.

(Eingegangen am 26. Juli 1938.)

Über die nichtlineare Verzerrung bei der Wiedergabe von Schallplatten infolge Winkelabweichungen des Abtastorgans

Von Erik Löfgren, Stockholm

(Mit 5 Textabbildungen)

1. Einleitung

Die Aufnahme von Schallplatten mit gewöhnlicher Seitenschrift wird bekanntlich mittels einer Schneiddose vorgenommen, die mit gleichmäßiger Geschwindigkeit parallel zu sich selbst längs eines Radius der Wachsplatte verschoben wird, während der Schneidstichel kleine Schwingungen in radialer Richtung ausführt. Die von den Schwingungen erzeugten kleinen seitlichen Auslenkungen der im großen gesehen spiralförmigen Rille bilden also eine Kurve, die grundsätzlich mit der Partikelbewegung der Schallwelle übereinstimmt. Eine vollkommen getreue Wiedergabe der Schallplatte kann nur dann erreicht werden, wenn die Abtastung der Rille mittels der Nadel der Schalldose bzw. des elektrischen Tonabnehmers unter denselben geometrischen Verhältnissen vor sich geht, wie die Aufnahme. Dies ist in der Wirklichkeit meistens nur annähernd der Fall. Für rein akustische Grammophone kommt praktisch nur die allgemein bekannte Vorrichtung mit drehbarem Tonarm zur Steuerung der Schalldose quer über die Platte in Frage, und auch die elektrischen Wiedergabeapparate sind gewöhnlich in ähnlicher Weise ausgeführt. Einerseits beschreibt dabei die Nadel eine kreisbogenförmige, also nicht radiale Bahn, und anderseits verdreht sich die Schalldose bzw. der Tonabnehmer im Verhältnis zur Tangentialrichtung der Rille. Es sind zwar viele andere Führungsmechanismen für elektrische Tonabnehmer vorgeschlagen, um eine dauernd tangentiale Stellung aufrechtzuerhalten, aber bisher konnten damit nicht dieselbe Einfachheit, Bequemlichkeit und Erschütterungsfreiheit wie mit der üblichen Drehармvorrichtung erreicht werden. Es fragt sich nun, ob sich hierfür eine günstigste Ausführung angeben läßt, bei der die Abweichungen vom Idealfall so geringfügig sind, daß praktisch erkennbare Nachteile nicht auftreten.

Dieses für die Grammophontechnik wichtige Problem ist an sich seit langem bekannt und in der Literatur [1–6]) unter verschiedenen Gesichtspunkten behandelt, ohne jedoch bisher endgültig klargelegt worden zu sein. Schon 1924 hat P. Wilson[1]) eine Analyse des Problems veröffentlicht und darin Formeln für eine unter gewissen Voraussetzungen optimale Anordnung gegeben. Später hat der Verfasser[3]) unter ähnlichen Voraussetzungen eine Untersuchung vorgenommen, die zu etwas einfacheren Ausführungsregeln führte. In den letzten Jahren hat sich für die Frage ein gesteigertes Interesse gezeigt, insbesondere seitdem elektrische Tonabnehmer konstruiert worden sind, die den höchsten Anforderungen an Wiedergabequalität genügen [6, 7]).

Im folgenden wird das Problem weiter entwickelt, indem die entstehende nichtlineare Verzerrung berechnet und die mit Rücksicht darauf geeignetste Ausführung besprochen werden.

---

[1]) P. Wilson, Needle-track alignment. The Gramophone, Sept. 1924, S. 129—131.

[2]) P. Wilson and G. W. Webb, Modern gramophones and electrical reproducers, London 1929, S. 124—132.

[3]) E. Löfgren, Nålföringen vid grammofoner. Radio (Schw.) 7 (1929), H. 19, S. 15—18 und 24, H. 22—23, S. 10—14.

[4]) E. A. Chamberlain, Correct pick-up alignment. Wirel. Wld. 26 (1930), H. 13, S. 339—340.

[5]) F. Record, Gramophone tracking. J. Sci. Instrum. 9 (1932), H. 9, S. 286—289.

[6]) J. R. Bird and C. M. Chorpening, The offset-head crystal pickup. Radio Engng. 17 (1937), H. 3, S. 16—18.

[7]) F. V. Hunt and J. A. Pierce, HP6A: A radical departure in phonograph pick-up design. Electronics 11 (1938), H. 3, S. 9—12.

2. Allgemeine Betrachtungen

Wenn die Abtastung einer Schallplatte mit Seitenschrift als theoretisch richtig bezeichnet werden soll, muß die durch die Nadelspitze und die Drehungsachse der Nadel gehende Ebene (Nadelebene) senkrecht zur Schallplatte stehen und die Rillenspirale im Abtastpunkt tangieren. Außerdem besteht natürlich die Bedingung, daß der Abtastpunkt keine wesentliche Verschiebung in der Rillenrichtung erfahren darf, eine Bedingung, die aber in allen praktischen Fällen befriedigend erfüllt ist. Wie eine einfache Berechnung zeigt, ist es in dieser Beziehung ohne merklichen Einfluß, daß die Nadelbahn nicht radial, sondern in einem Kreisbogen verläuft. Was die erforderliche senkrechte Lage der Nadelebene betrifft, bieten sich keine wesentlichen Schwierigkeiten, wenn nur die Aufmerksamkeit darauf gelenkt ist. Dadurch beschränkt sich die Aufgabe, eine möglichst richtige Abtastung zu erzielen, hauptsächlich auf die Frage der Tangentialität der Nadelebene. Die Winkelabweichung von der Tangentialrichtung der Rille soll im folgenden als Fehlwinkel bezeichnet werden. Es gilt zunächst, seine Größe zu finden.

Aus den Abb. 1a und 1b, die wohl keiner näheren Erklärung bedürfen, ist ersichtlich, daß der Fehlwinkel ausgedrückt werden kann als

$$\delta = \frac{\pi}{2} - (\varphi + \vartheta)\,, \tag{1}$$

wobei φ der während des Abspielverlaufs mit dem Radius r veränderliche Winkel OPQ ist und ϑ ein konstanter Winkel QPS, um den der Abnehmer im Verhältnis zum Tonarm verstellt ist (Verstellungswinkel).

Bestimmend für den Verlauf der Kurve $\varphi = f(r)$ sind die beiden Längen $QP = R$ und $OQ = D$, der Tonarmradius bzw. der Zentrumabstand, gemäß der Gleichung

$$\cos\varphi = \frac{1}{2\,R\,r}\,(R^2 - D^2 + r^2)\,. \tag{2}$$

Ein anschauliches Bild dieser Beziehung gibt Abb. 2, wo φ-Kurven für 5 verschiedene D-Werte bei gegebenem R eingezeichnet sind. Die Kurve IV entspricht dem Sonderfall, daß $D = R$ ist, d. h. die Nadelspitze gerade über das Zentrum der Platte läuft. Eine ziemlich große Neigung kennzeichnet diese Kurve und noch mehr die Kurve V, entsprechend $D > R$. Wenn dagegen $D < R$ gewählt wird (Kurven I—III), so daß die Nadelspitze außerhalb des Plattenzentrums läuft, bildet sich auf der φ-Kurve ein

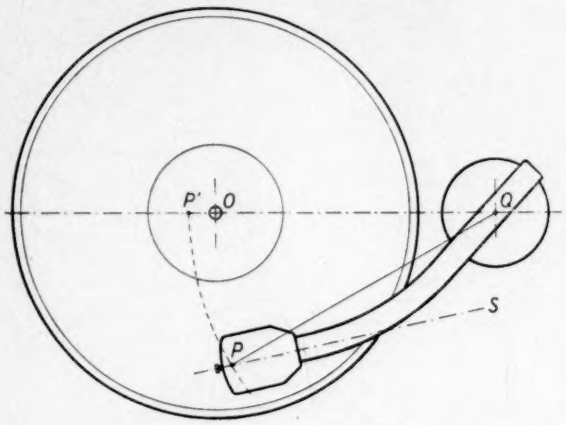

Abb. 1a. Abtastvorrichtung mit drehbarem Tonarm

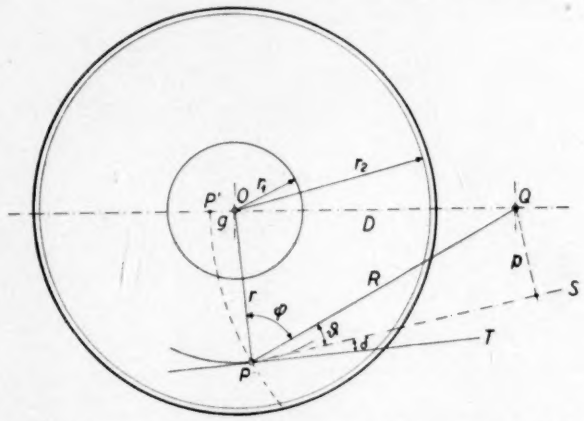

Abb. 1b. Einführung der geometrischen Grundgrößen bei der Vorrichtung in Abb. 1a

Maximum aus, das sich mit abnehmendem D nach rechts verschiebt. In der Umgebung dieses Maximums ist die Kurve verhältnismäßig flach, ein Umstand, der dazu benutzt werden kann, den Fehlwinkel in geeigneter Weise zu begrenzen.

3. Bedingungen kleinster Fehlwinkeltoleranz

In früheren Veröffentlichungen wurde lediglich verlangt, daß der Fehlwinkel innerhalb engstmöglicher Grenzen gehalten werden sollte. Dieses wird erreicht, wenn man die beiden φ-Werte, φ_1 bzw. φ_2, für die Radien r_1 und r_2 der innersten bzw. äußersten Rille einander gleichsetzt und dann den Verstellungswinkel ϑ

als Komplementwinkel zum Mittelwert von φ_1 und φ_{max} wählt. Der Fehlwinkel liegt dann zwischen den Grenzen $\pm\frac{1}{2}(\varphi_{max}-\varphi_1)$. Die Bedingungen für diese Ausführung sind nach[1–3]:

$$D=\sqrt{R^2-r_1 r_2}, \tag{3}$$

$$\vartheta=\frac{1}{2}\left(\arcsin\frac{r_1+r_2}{2R}+\arcsin\frac{\sqrt{r_1 r_2}}{R}\right) \tag{4}$$

$$\cong \arcsin\frac{r_1+r_2+2\sqrt{r_1 r_2}}{4R}. \tag{4a}$$

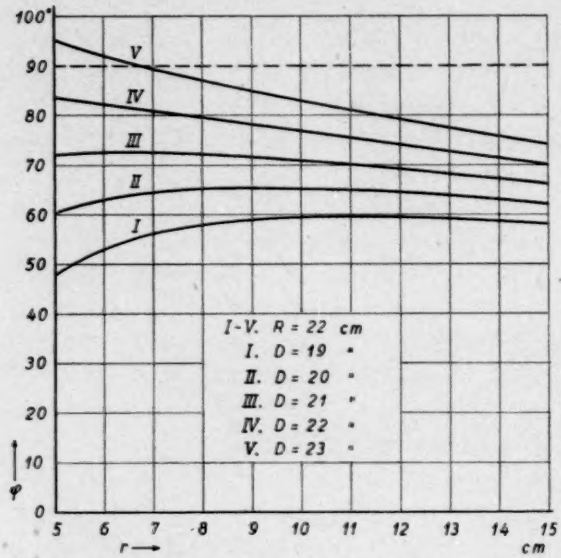

Abb. 2. Winkeländerungen des Abtastorgans während des Abspielverlaufs

Bei gewöhnlichen Schallplatten von 30 cm Durchmesser hat man mit den Grenzradien $r_1 = 5{,}0$ cm und $r_2 = 14{,}5$ cm zu rechnen (s. Anhang). Der Tonarmradius R ist hauptsächlich durch den Platzbedarf begrenzt und beträgt in der Praxis meistens 20—25 cm.

An Stelle des Zentrumabstandes D und des Verstellungswinkels ϑ ist es oft praktisch, ein anderes Paar von Bestimmungsgrößen einzuführen, nämlich den Übergriff $g = R - D$ (OP' in Abb. 1), der angibt, wie weit außerhalb des Plattenzentrums die Nadelbahn läuft, und den Verstellungsabstand $p = R \sin\vartheta$ (s. Abb. 1b), d. h. den Abstand der Nadelebene von der Drehachse des Tonarms. Bei den angegebenen Abmessungen ergibt sich aus Gl. (3) ein Übergriff von 15—19 mm (abhängig von R) und aus Gl. (4a) ein Verstellungsabstand von 91 mm (unabhängig von R).

Für den maximalen Fehlwinkel bei einer Ausführung gemäß Gl. (3) und (4a) erhält man die Näherungsformel

$$\delta_{max}\cong\frac{r_1+r_2-2\sqrt{r_1 r_2}}{4\sqrt{R^2-\frac{1}{16}(r_1+r_2+2\sqrt{r_1 r_2})^2}}. \tag{5}$$

Für einen Tonarmradius $R \geq 20$ cm ergibt sich hieraus ein maximaler Fehlwinkel $\delta_{max} \leq 2^0$. Zum Vergleich sei erwähnt, daß vom Verfasser ausgeführte Messungen an Grammophonen und Radio-Grammophon-Geräten nicht selten Fehlwinkel von etwa 10^0 ergeben haben, bisweilen noch mehr. Bei älteren Ausführungen findet man sogar Fehlwinkel von 20—30^0[3]).

4. Nichtlineare Verzerrung bei schräger Abtastung

Es ist zwar zu vermuten, daß ein so kleiner Winkelfehler, wie der nach dem vorigen Abschnitt erreichbare, kaum von merklicher Bedeutung sein kann, aber einmal können ja in der Praxis tatsächlich weit größere Fehler vorkommen und weiter lassen sich, wie später gezeigt werden soll, auch andere Gesichtspunkte hinsichtlich der Abtastung aufstellen, die eine gewisse Abweichung von der Tangentialität in Erwägung stellen. Um die Verhältnisse richtig zu beurteilen, ist es notwendig, den schädlichen Einfluß eines Winkelfehlers klarzulegen und wenn möglich quantitativ auszudrücken. In erster Linie bezweckt der vorliegende Aufsatz, die entstehende nichtlineare Verzerrung der Art und Größe nach theoretisch zu studieren. In einer während des Verlaufs der Arbeit erschienenen Veröffentlichung[8]) hat B. Olney dasselbe Problem behandelt, ohne jedoch eine allgemeine Lösung anzugeben. Mittels graphischer harmonischer Analyse bestimmt er den Klirrfaktor in einigen einzelnen Fällen. Die dabei gefundenen Werte sind aber infolge eines Versehens wesentlich zu klein (s. unten S. 355).

Es ist leicht einzusehen, daß bei schräger Abtastung einer sinusförmigen Rille keine rein sinusförmige Auslenkung der Nadelspitze zustande kommt. Es entstehen harmonische Obertöne, und wir wollen uns nun die Aufgabe

[1–3]) a. a. O.

[8]) B. Olney, Phonograph pickup tracking error vs distortion and record wear. Electronics 10 (1937), H. 11, S. 19—23 und 81.

stellen, diese zu berechnen. In Wirklichkeit sind zwar die Rillen meistens nicht rein sinusförmig, sondern aus mehreren Frequenzkomponenten zusammengesetzt, wobei eine Nichtlinearität der Wiedergabe allerlei Kombinationstöne zur Folge hat (s. Abschnitt 5). Trotzdem ist die Verzerrung bei einfacher Sinusform insofern von Interesse, als der Klirrfaktor als geeignetes Relativmaß der bei verschiedenen Winkelabweichungen entstehenden Nichtlinearitäten dienen kann. Ein gewisser Wert des Klirrfaktors kann jedoch, wie später gezeigt wird, eine größere Verzerrung bedeuten als z. B. bei Röhrenverstärkern.

Die Abb. 3 soll eine sinusförmige Rille mit der Amplitude A und der Wellenlänge λ darstellen. Die geradlinige Ausbreitung der Rillenspirale ist berechtigt, weil die Amplitude immer sehr klein im Verhältnis zum Krümmungsradius ist. Für die Frequenzen, bei denen die schräge Abtastung von Bedeutung ist, kann ferner vorausgesetzt werden, daß der Körper des Abnehmers die Nadelschwingungen nicht mitmacht, sondern lediglich eine gleichmäßige Relativgeschwindigkeit zur Platte ausführt. Von der Breite der Rille und der Nadelspitze sehen wir hier ab und betrachten die Kurve in der Abb. 3 als die Bahn der Nadelspitze. In Wirklichkeit entsteht auch eine Verzerrung infolge der Abweichungen von einer solchen Abstraktion, aber diese Verzerrung — zu deren Verminderung Mittel vorgeschlagen sind — stellt ein besonderes, in der Literatur[9, 10]) behandeltes Teilproblem dar, womit wir die hier vorgelegte Aufgabe nicht komplizieren wollen.

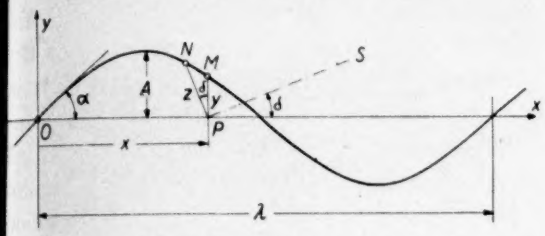

Abb. 3. Zur Ermittlung der Verzerrung bei sinusförmiger Rillenmodulation

In einem gewissen Augenblick sei P die Lage der Nadelspitze ohne Modulation der Rille, d. h. die Ruhelage, M die entsprechende Lage auf der modulierten Rille bei tangentialer Abtastung und endlich N die Lage auf derselben modulierten Rille bei schräger Abtastung unter einem Fehlwinkel δ. Die laufende Längenkoordinate des Ruhepunktes P sei mit x bezeichnet, die Auslenkungen PM und PN der Nadelspitze bei tangentialer bzw. schräger Abtastung mit y bzw. z. Dann ist

$$y = A \sin \frac{2\pi x}{\lambda}, \tag{6}$$

$$z = \frac{A}{\cos \delta} \sin \frac{2\pi}{\lambda} (x - z \sin \delta). \tag{7}$$

Es sei bemerkt, daß z keine explizite Funktion der Veränderlichen x ist. Wir wollen aber einen solchen Ausdruck in der Form einer FOURIERschen Reihe berechnen und schreiben also

$$z = \sum_{n=1}^{\infty} \left(A_n \sin \frac{2\pi n x}{\lambda} + B_n \cos \frac{2\pi n x}{\lambda} \right), \tag{8}$$

worin

$$A_n = \frac{2}{\lambda} \int_0^{\lambda} z \sin \frac{2\pi n x}{\lambda} \, dx, \tag{9}$$

$$B_n = \frac{2}{\lambda} \int_0^{\lambda} z \cos \frac{2\pi n x}{\lambda} \, dx. \tag{10}$$

Da $z_{\lambda - x} = -z_x$ ist, muß B_n verschwinden für jeden Wert von n. Für A_n finden wir durch partielle Integration

$$\begin{aligned} A_n &= -\frac{2}{\lambda} \left| z \frac{\lambda}{2\pi n} \cos \frac{2\pi n x}{\lambda} \right|_0^{\lambda} \\ &\quad + \frac{1}{\pi n} \int_0^{\lambda} \frac{dz}{dx} \cos \frac{2\pi n x}{\lambda} \, dx \\ &= \frac{1}{\pi n} \int_0^{\lambda} \frac{dz}{dx} \cos \frac{2\pi n x}{\lambda} \, dx. \end{aligned} \tag{11}$$

Unter Verwendung dieser Form des Integrals kann man sich bequemer von der impliziten Beziehung zwischen den beiden Veränderlichen z und x freimachen. Zu diesem Zweck führen wir eine neue Veränderliche Θ ein, bestimmt durch die Gleichung

$$z = \frac{A}{\cos \delta} \sin \Theta. \tag{12}$$

[9]) H. A. FREDERICK, Vertical sound records; recent fundamental advances in mechanical records on wax. J. Soc. Mot. Pict. Engrs. 18 (1932), H. 2, S. 141—163.

[10]) J. A. PIERCE and F. V. HUNT, On distortion in sound reproduction from phonograph records. J. Acous. Soc. Am. 10 (1938), H. 1, S. 14—28.

Beim Vergleich mit dem Ausdruck (7) hat man also

$$\Theta = \frac{2\pi}{\lambda}(x - z\sin\delta) = \frac{2\pi x}{\lambda} - \frac{2\pi A}{\lambda}\operatorname{tg}\delta\cdot\sin\Theta$$

oder

$$\frac{2\pi x}{\lambda} = \Theta + \varepsilon\sin\Theta, \tag{13}$$

wo

$$\varepsilon = \frac{2\pi A}{\lambda}\operatorname{tg}\delta. \tag{14}$$

Diese Größe ε, die für die Verzerrung von grundlegender Bedeutung ist, kann auch als

$$\varepsilon = \operatorname{tg}\alpha\cdot\operatorname{tg}\delta \tag{14a}$$

ausgedrückt werden, wenn mit α der maximale Neigungswinkel der Rillenkurve bezeichnet wird (s. Abb. 3).

Mit Θ als Veränderlicher nimmt das Integral (11) folgende Form an:

$$\begin{aligned} A_n &= \frac{A}{\pi n\cos\delta}\int_0^{2\pi}\cos\Theta\cos(n\Theta + n\varepsilon\sin\Theta)\,d\Theta \\ &= \frac{A}{2\pi n\cos\delta}\left\{\int_0^{2\pi}\cos[(n-1)\Theta + n\varepsilon\sin\Theta]\,d\Theta\right. \\ &\quad \left. + \int_0^{2\pi}\cos[(n+1)\Theta + n\varepsilon\sin\Theta]\,d\Theta\right\} \\ &= \frac{A}{n\cos\delta}\{J_{n-1}(-n\varepsilon) + J_{n+1}(-n\varepsilon)\} \end{aligned}$$

oder einfacher

$$A_n = (-1)^{n+1}\frac{A}{\cos\delta}\cdot\frac{2}{n\varepsilon}J_n(n\varepsilon). \tag{15}$$

Hier ist $J_n(n\varepsilon)$ die BESSELsche Funktion erster Art und n-ter Ordnung vom Argument $n\varepsilon$.

Die gesuchte FOURIER-Entwicklung von z ist also

$$z = \frac{A}{\cos\delta}\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^{n+1}\frac{2}{n\varepsilon}J_n(n\varepsilon)\sin\frac{2\pi n x}{\lambda}. \tag{16}$$

Um die Nadelauslenkung z als Funktion der Zeit t zu erhalten, braucht man nur $\frac{2\pi x}{\lambda}$ gegen ωt zu vertauschen, wo ω die Kreisfrequenz ist. Maßgebend für die Wiedergabequalität ist aber nicht die Auslenkung, sondern die seitliche Geschwindigkeit der Nadelspitze, die Schnelle. Abgesehen vom Frequenzgang der Wiedergabeapparatur (Schalldose — Trichter bzw. Tonabnehmer — Verstärker — Lautsprecher), treten die Teiltöne der Schallwelle in denselben Verhältnissen auf, wie sie in der Zeitkurve der Schnelle vorhanden sind. Wenn wir die Schnellenamplitude bei tangentialer Abtastung einer sinusförmigen Rille von der maximalen Auslenkung A mit V bezeichnen, so ist $V = \omega A$. Bei schräger Abtastung wird der Momentanwert der Schnelle

$$v = \frac{dz}{dt} = \frac{V}{\cos\delta}\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^{n+1}\frac{2}{\varepsilon}J_n(n\varepsilon)\cos n\omega t \tag{17}$$

Die Stärkenverhältnisse zwischen Grundton und Obertönen sind somit

$$J_1(\varepsilon) : J_2(2\varepsilon) : J_3(3\varepsilon) \quad \text{usw.} \tag{18}$$

Die Schnellenamplitude des n-ten Teiltons ergibt sich zu

$$V_n = \frac{V}{\cos\delta}\cdot\frac{2}{\varepsilon}J_n(n\varepsilon) \tag{19}$$

oder unter Verwendung einer Entwicklung der BESSELschen Funktion in eine Potenzreihe:

$$\begin{aligned} V_n = \frac{V}{\cos\delta}\cdot\frac{(n\varepsilon)^{n-1}}{2^{n-1}(n-1)!}\left\{1 - \frac{\left(\frac{n\varepsilon}{2}\right)^2}{1!\,(n+1)}\right. \\ \left. + \frac{\left(\frac{n\varepsilon}{2}\right)^4}{2!\,(n+1)(n+2)} - \cdots\right\}. \end{aligned} \tag{19a}$$

Für den Grundton und die beiden ersten Obertöne erhält man also:

$$\begin{aligned} V_1 &= \frac{V}{\cos\delta}\cdot\left(1 - \frac{\varepsilon^2}{8} + \frac{\varepsilon^4}{192} - \cdots\right), \\ V_2 &= \frac{V}{\cos\delta}\cdot\varepsilon\left(1 - \frac{\varepsilon^2}{3} + \frac{\varepsilon^4}{24} - \cdots\right), \\ V_3 &= \frac{V}{\cos\delta}\cdot\frac{9\varepsilon^2}{8}\left(1 - \frac{9\varepsilon^2}{16} + \frac{81\varepsilon^4}{640} - \cdots\right). \end{aligned} \tag{19b}$$

Wenn die Größe ε bedeutend kleiner als ist, was in praktischen Fällen immer zutrifft, kann man offenbar mit guter Annäherung der ersten Oberton $V_2 \cong \varepsilon V_1$ setzen und sämtliche höheren Obertöne vernachlässigen. Dies bedeutet, daß der gesuchte Klirrfaktor einfach gleich ε gesetzt werden kann.

Um zu finden, welche Werte ε und damit der Klirrfaktor annehmen kann, müssen wir nach Gl. (14a) zuerst den maximalen Neigungswinkel α der Rille abschätzen. Mit einer Winkelgeschwindigkeit Ω der Platte hat man bei der Kreisfrequenz ω eine Wellenlänge

$$\lambda = 2\pi r\frac{\Omega}{\omega}, \tag{20}$$

woraus

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{2\pi A}{\lambda} = \frac{\omega A}{\Omega r} = \frac{V}{\Omega r}. \tag{21}$$

Die Schnellenamplitude überschreitet wohl selten 10 cm/s[11]), entsprechend einer Lichtbandbreite[12]) von etwa 25 mm. Auf dem Innenradius $r_1 = 5$ cm erhält man also bei der Umdrehungszahl 78 pro Minute:

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{10 \cdot 60}{2\pi \cdot 78 \cdot 5} = 0{,}25\,,$$

d. h. eine Neigung der Rille von 1 : 4. Wenn ferner $\operatorname{tg}\delta = 0{,}2$, was dem nicht selten vorkommenden Fehlwinkel $\delta \cong 11^0$ entspricht, so wird $\varepsilon = \frac{1}{4} \cdot 0{,}2 = 0{,}05$ und der Klirrfaktor also 5%. Schon als Verzerrungsmaß bei Verstärkern u. dgl. ist ein solcher Wert des Klirrfaktors für manche Arten von Schallwiedergabe, wie z. B. Orchestermusik, bekanntlich mit einer auffallenden Qualitätsverschlechterung verbunden[13, 14]). Die vorliegende Verzerrungsart hat, wie im folgenden gezeigt wird, bei gleichem Klirrfaktor eine wesentlich schädlichere Wirkung auf die Wiedergabequalität.

Bei solcher Ausführung der Abtastvorrichtung, daß der Fehlwinkel δ in den inneren Rillen nur 2^0 beträgt ($\operatorname{tg}\delta = 0{,}035$), erniedrigt sich ε auf nur $\frac{1}{4} \cdot 0{,}035 \cong 0{,}009$ und der Klirrfaktor also auf weniger als 1%, einen Wert, der immer befriedigend sein dürfte.

B. Olney[8]) rechnet mit einem Höchstwert des Verhältnisses λ/A von 16,3 als ungünstigstem noch vorkommenden Fall, und zwar bei 500 Hz. Mit einem Fehlwinkel von $\delta = 15^0$ findet er dabei einen Klirrfaktor von 4,1%. Dies stimmt nicht mit den obigen Berechnungen. Aus $\operatorname{tg}\alpha = \frac{2\pi}{16{,}3} = 0{,}385$ und $\operatorname{tg}\delta = \operatorname{tg} 15^0 = 0{,}268$ ergibt sich $\varepsilon = 0{,}103$, ein Wert, der noch so klein ist, daß der Klirrfaktor praktisch gleich ε gesetzt werden kann, also 10,3%. Zum Teil scheint der große Unterschied darauf zu beruhen, daß Olney irrtümlich die Verzerrung der Auslenkung statt der Schnelle ermittelt hat. Dies allein würde jedoch ein Verhältnis 1 : 2 der Klirrfaktoren gegeben haben.

Unter der Voraussetzung, daß der Fehlwinkel δ nur einige Grad beträgt ($\delta < 10^0$), kann $\operatorname{tg}\delta$ mit guter Annäherung durch δ ersetzt werden, wodurch der Ausdruck für ε auf eine für die weiteren Ausführungen besser geeignete Form gebracht wird:

$$\varepsilon \cong \frac{V}{\Omega} \cdot \frac{\delta}{r}\,. \tag{22}$$

Der erste Faktor ist unabhängig von der jeweiligen Lage des Abtastpunkts auf der Platte, während der zweite Faktor sich dauernd verändert. Es sei hier darauf aufmerksam gemacht, daß in den äußeren Rillen ein größerer Fehlwinkel δ zulässig ist als in den inneren, denn nicht δ, sondern $\frac{\delta}{r}$ ist maßgebend für den Klirrfaktor. Wenn man sich die Sache näher überlegt, ist dieses auch ohne Berechnung verständlich. Mit abnehmendem Radius werden die Rillenmodulationen in der Längsrichtung zusammengepreßt, wodurch eine schräge Abtastung immer größere Verzerrung zur Folge hat. Soweit es auf die Verzerrung ankommt, sollte daher bei Berechnung der günstigsten Ausführung eines Tonarms die früher gemachte Voraussetzung engstmöglicher Grenzen des Fehlwinkels δ durch entsprechende Begrenzung der Größe $\frac{\delta}{r}$ ersetzt werden. Welchen Einfluß dies hat, wird im Abschnitt 6 gezeigt.

5. Kombinationstöne mehrerer Frequenzkomponenten

Um einen allgemeineren Fall zu erfassen, nehmen wir an, daß die Rille mit mehreren, einander überlagerten Frequenzen in beliebiger Anzahl (N) moduliert ist, und drücken die Auslenkung der Nadelspitze bei tangentialer bzw. schräger Abtastung in Analogie mit den Gl. (6) u. (7) wie folgt aus:

$$y = f(x) = \sum_{i=1}^{N} A_i \sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda_i} + \beta_i\right), \tag{23}$$

$$z = \frac{1}{\cos\delta} f(x - z\sin\delta)\,. \tag{24}$$

[8]) A. a. O.

[11]) H. J. von Braunmühl und W. Weber, Einführung in die angewandte Akustik, Leipzig 1936, S. 106.

[12]) G. Buchmann und E. Meyer, Eine neue optische Meßmethode für Grammophonplatten. Elektr. Nachr.-Techn. 7 (1930), H. 4, S. 147—152.

[13]) W. Janovsky, Über die Hörbarkeit von Verzerrungen. Elektr. Nachr.-Techn. 6 (1929), H. 11, S. 421—439.

[14]) H. J. von Braunmühl und W. Weber, Über die Störfähigkeit nichtlinearer Verzerrungen. Akust. Z. 2 (1937), H. 3, S. 135—147.

(In der Summe ist i, später auch k und l, nur als unterscheidender Index aufzufassen; die Summation hat also nichts mit einer FOURIER-Entwicklung zu tun.)

Da im Abschnitt 4 klargelegt worden ist, daß man in praktisch vorkommenden Fällen hauptsächlich nichtlineare Effekte erster Ordnung in Betracht zu ziehen hat, können wir uns nun einer approximativen Methode bedienen, um die Amplituden der entstehenden Obertöne und Kombinationstöne zu bestimmen. Setzt man $z\cos\delta = \bar{z} = f(x - \bar{z}\,\mathrm{tg}\,\delta)$, so ist leicht einzusehen, daß sich $\bar{z}$ und damit auch z in eine Potenzreihe nach $\mathrm{tg}\,\delta$ entwickeln läßt, welche bei kleinem Fehlwinkel δ und kleinen Werten der Größe $\mathrm{tg}\,\alpha_i = \frac{2\pi A_i}{\lambda_i}$ stark konvergent vorausgesetzt werden kann. Mit drei Gliedern wird diese Reihe

$$z = \frac{y}{\cos\delta}\Big[1 - y'\,\mathrm{tg}\,\delta + \frac{1}{2}(y\,y'' + 2\,y'^2)\,\mathrm{tg}^2\delta - \cdots\Big]. \tag{25}$$

Nach (23) sind y' und y'':

$$y' = 2\pi\sum_{i=1}^{N}\frac{A_i}{\lambda_i}\cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda_i} + \beta_i\right),$$

$$y'' = -4\pi^2\sum_{i=1}^{N}\frac{A_i}{\lambda_i^2}\sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda_i} + \beta_i\right).$$

Für die in (25) vorkommenden Produkte findet man dann:

$$y\,y' = 2\pi\sum_{i=1}^{N}\sum_{k=1}^{N}\frac{A_i A_k}{\lambda_k}\sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda_i} + \beta_i\right)\cdot\cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda_k} + \beta_k\right),$$

$$y^2 y'' = -4\pi^2\sum_{i=1}^{N}\sum_{k=1}^{N}\sum_{l=1}^{N}\frac{A_i A_k A_l}{\lambda_l^2}\sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda_i} + \beta_i\right)\cdot\sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda_k} + \beta_k\right)\cdot\sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda_l} + \beta_l\right),$$

$$y\,y'^2 = 4\pi^2\sum_{i=1}^{N}\sum_{k=1}^{N}\sum_{l=1}^{N}\frac{A_i A_k A_l}{\lambda_k\lambda_l}\sin\left(\frac{2\pi x}{\lambda_i} + \beta_i\right)\cdot\cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda_k} + \beta_k\right)\cdot\cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda_l} + \beta_l\right).$$

Nach Einführung von $x = \Omega r t$ und $\lambda_i = \frac{2\pi\Omega r}{\omega_i}$ zerlegen wir diese Produkte in einfache Sinuskomponenten:

$$y\,y' = \frac{1}{2\Omega r}\sum_{i=1}^{N}\sum_{k=1}^{N}\omega_k A_i A_k\{\sin[(\omega_i + \omega_k)t + \beta_i + \beta_k] + \sin[(\omega_i - \omega_k)t + \beta_i - \beta_k]\},$$

$$\begin{aligned} y^2 y'' = \frac{1}{4\Omega^2 r^2}\sum_{i=1}^{N}\sum_{k=1}^{N}\sum_{l=1}^{N}\omega_l^2 A_i A_k A_l\{&\sin[(\omega_i + \omega_k + \omega_l)t + \beta_i + \beta_k + \beta_l] \\ &- \sin[(\omega_i + \omega_k - \omega_l)t + \beta_i + \beta_k - \beta_l] - \sin[(\omega_i - \omega_k + \omega_l)t + \beta_i - \beta_k + \beta_l] \\ &+ \sin[(\omega_i - \omega_k - \omega_l)t + \beta_i - \beta_k - \beta_l]\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} y\,y'^2 = \frac{1}{4\Omega^2 r^2}\sum_{i=1}^{N}\sum_{k=1}^{N}\sum_{l=1}^{N}\omega_k\omega_l A_i A_k A_l\{&\sin[(\omega_i + \omega_k + \omega_l)t + \beta_i + \beta_k + \beta_l] \\ &+ \sin[(\omega_i + \omega_k - \omega_l)t + \beta_i + \beta_k - \beta_l] + \sin[(\omega_i - \omega_k + \omega_l)t + \beta_i - \beta_k + \beta_l] \\ &+ \sin[(\omega_i - \omega_k - \omega_l)t + \beta_i - \beta_k - \beta_l]\}. \end{aligned}$$

Daraus ergibt sich die Auslenkung

$$\begin{aligned} z = \frac{1}{\cos\delta}\Bigg[&\sum_{i=1}^{N}A_i\sin(\omega_i t + \beta_i) - \frac{\mathrm{tg}\,\delta}{2\Omega r}\sum_{i=1}^{N}\sum_{k=1}^{N}\omega_k A_i A_k\{\sin[(\omega_i + \omega_k)t + \beta_i + \beta_k] \\ &+ \sin[(\omega_i - \omega_k)t + \beta_i - \beta_k]\} \\ &+ \frac{\mathrm{tg}^2\delta}{8\Omega^2 r^2}\sum_{i=1}^{N}\sum_{k=1}^{N}\sum_{l=1}^{N}\omega_l A_i A_k A_l\{(2\omega_k + \omega_l)\sin[(\omega_i + \omega_k + \omega_l)t + \beta_i + \beta_k + \beta_l] \\ &+ (2\omega_k - \omega_l)\sin[(\omega_i + \omega_k - \omega_l)t + \beta_i + \beta_k - \beta_l] + (2\omega_k - \omega_l)\sin[(\omega_i - \omega_k + \omega_l)t \\ &+ \beta_i - \beta_k + \beta_l] + (2\omega_k + \omega_l)\sin[(\omega_i - \omega_k - \omega_l)t + \beta_i - \beta_k - \beta_l]\}\cdots\Bigg]. \end{aligned} \tag{26}$$

Die momentane Schnelle wird endlich unter Einführung von $\omega_i A_i = V_i$:

$$
\begin{aligned}
v = \frac{dz}{dt} = \frac{1}{\cos\delta}\Bigg[& \sum_{i=1}^{N} V_i \cos(\omega_i t + \beta_i) - \frac{\operatorname{tg}\delta}{2\Omega r} \sum_{i=1}^{N}\sum_{k=1}^{N} V_i V_k \Big\{ \frac{\omega_i+\omega_k}{\omega_i} \cos[(\omega_i+\omega_k)t + \beta_i + \beta_k] \\
& + \frac{\omega_i-\omega_k}{\omega_i} \cos[(\omega_i-\omega_k)t + \beta_i - \beta_k] \Big\} \\
& + \frac{\operatorname{tg}^2\delta}{8\Omega^2 r^2} \sum_{i=1}^{N}\sum_{k=1}^{N}\sum_{l=1}^{N} V_i V_k V_l \Big\{ \frac{(2\omega_k+\omega_l)(\omega_i+\omega_k+\omega_l)}{\omega_i \omega_k} \cos[(\omega_i+\omega_k+\omega_l)t + \beta_i + \beta_k + \beta_l] \\
& + \frac{(2\omega_k-\omega_l)(\omega_i+\omega_k-\omega_l)}{\omega_i \omega_k} \cos[(\omega_i+\omega_k-\omega_l)t + \beta_i + \beta_k - \beta_l] \\
& + \frac{(2\omega_k-\omega_l)(\omega_i-\omega_k+\omega_l)}{\omega_i \omega_k} \cos[(\omega_i-\omega_k+\omega_l)t + \beta_i - \beta_k + \beta_l] \\
& + \frac{(2\omega_k+\omega_l)(\omega_i-\omega_k-\omega_l)}{\omega_i \omega_k} \cos[(\omega_i-\omega_k-\omega_l)t + \beta_i - \beta_k - \beta_l] \Big\} \cdots \Bigg].
\end{aligned} \tag{27}
$$

Unter Berücksichtigung der Permutationsmöglichkeiten erhalten wir bei verschiedenen Frequenzen folgende Schnellenamplituden, abgesehen vom gemeinsamen Faktor $1/\cos\delta$ und auch abgesehen von Gliedern höherer Ordnung:

(28)

Kreisfrequenz	Amplitude
ω_i	V_i
$2\omega_i$	$\frac{\operatorname{tg}\delta}{\Omega r} \cdot V_i^2$
$\omega_i + \omega_k$	$\frac{\operatorname{tg}\delta}{2\Omega r} \cdot \frac{(\omega_i+\omega_k)^2}{\omega_i \omega_k} V_i V_k$
$\lvert\omega_i - \omega_k\rvert$	$\frac{\operatorname{tg}\delta}{2\Omega r} \cdot \frac{\lvert\omega_i-\omega_k\rvert^2}{\omega_i \omega_k} V_i V_k$
$3\omega_i$	$\frac{9\operatorname{tg}^2\delta}{8\Omega^2 r^2} \cdot V_i^3$
$2\omega_i + \omega_k$	$\frac{\operatorname{tg}^2\delta}{8\Omega^2 r^2} \cdot \frac{(2\omega_i+\omega_k)^3}{\omega_i^2 \omega_k} V_i^2 V_k$
$\lvert 2\omega_i - \omega_k\rvert$	$\frac{\operatorname{tg}^2\delta}{8\Omega^2 r^2} \cdot \frac{\lvert 2\omega_i-\omega_k\rvert^3}{\omega_i^2 \omega_k} V_i^2 V_k$
$\omega_i + \omega_k + \omega_l$	$\frac{\operatorname{tg}^2\delta}{4\Omega^2 r^2} \cdot \frac{(\omega_i+\omega_k+\omega_l)^3}{\omega_i \omega_k \omega_l} V_i V_k V_l$
$\lvert\omega_i + \omega_k - \omega_l\rvert$	$\frac{\operatorname{tg}^2\delta}{4\Omega^2 r^2} \cdot \frac{\lvert\omega_i+\omega_k-\omega_l\rvert^3}{\omega_i \omega_k \omega_l} V_i V_k V_l$
$\lvert\omega_i - \omega_k - \omega_l\rvert$	$\frac{\operatorname{tg}^2\delta}{4\Omega^2 r^2} \cdot \frac{\lvert\omega_i-\omega_k-\omega_l\rvert^3}{\omega_i \omega_k \omega_l} V_i V_k V_l.$

Von großem Interesse ist hier ein Vergleich mit dem Grundfall nichtlinearer Verzerrung, wie er z. B. bei Röhrenverstärkern auftreten kann. Die sekundäre, verzerrte Größe v sei dann mit der primären, unverzerrten Größe u durch die nichtlineare Beziehung

$$v = c_0 + c_1 u + c_2 u^2 + c_3 u^3 + \cdots \tag{29}$$

verbunden, wobei

$$u = \sum_{i=1}^{N} U_i \sin(\omega_i t + \beta_i). \tag{30}$$

In ähnlicher Weise wie oben lassen sich die Amplituden der verschiedenen Frequenzkomponenten von v berechnen. Unter Einführung von $c_1 U_i = V_i$ erhält die Zusammenstellung derselben in diesem Fall folgendes Aussehen:

(31)

Kreisfrequenz	Amplitude
ω_i	V_i
$2\omega_i$	$\frac{c_2}{2c_1^2} V_i^2$
$\omega_i + \omega_k$	$\frac{c_2}{c_1^2} V_i V_k$
$\lvert\omega_i - \omega_k\rvert$	$\frac{c_2}{c_1^2} V_i V_k$
$3\omega_i$	$\frac{c_3}{4c_1^3} V_i^3$
$2\omega_i + \omega_k$	$\frac{3c_3}{4c_1^3} V_i^2 V_k$
$\lvert 2\omega_i - \omega_k\rvert$	$\frac{3c_3}{4c_1^3} V_i^2 V_k$
$\omega_i + \omega_k + \omega_l$	$\frac{3c_3}{2c_1^3} V_i V_k V_l$
$\lvert\omega_i + \omega_k - \omega_l\rvert$	$\frac{3c_3}{2c_1^3} V_i V_k V_l$
$\lvert\omega_i - \omega_k - \omega_l\rvert$	$\frac{3c_3}{2c_1^3} V_i V_k V_l.$

Hier sind sämtliche Komponenten von den Frequenzverhältnissen unabhängig. In (28) kommt dagegen bei den Kombinationstönen ein Faktor herein, der von den Verhältnissen der miteinander zusammenwirkenden Frequenzen abhängt, und zwar derart, daß hohe Kombinationstöne ziemlich große Werte annehmen können.

Dies soll an Hand eines Zahlenbeispiels gezeigt werden. Wir nehmen an, daß nur die Obertöne und Kombinationstöne zweiter Ordnung bemerkbar sind, und setzen beispielsweise $\omega_2 = 8\,\omega_1$ u. $V_2 = \frac{1}{4} V_1$, was z. B. bei $\frac{\omega_1}{2\pi} =$ rd. 300 Hz leicht vorkommen kann [15]). Der Klirrfaktor der Komponente V_1 sei 3%. Mit V_1 als Bezugsniveau erhalten wir dann folgende Amplituden der verschiedenen Frequenzkomponenten in den beiden Fällen, entsprechend (28) und (31):

Kreisfrequenz	Amplitude	
	nach (28)	nach (31)
ω_1	1,000	1,000
$\omega_2 = 8\,\omega_1$	0,250	0,250
$2\,\omega_1$	0,030	0,030
$2\,\omega_2 = 16\,\omega_1$	0,002	0,002
$\omega_1 + \omega_2 = 9\,\omega_1$	0,038	0,015
$\omega_2 - \omega_1 = 7\,\omega_1$	0,023	0,015

Bestimmend für die Störwirkung sind hauptsächlich die Amplituden der beiden letzten Komponenten. Die reinen Oktaven sind kaum störend. Nach (28) würde also im angeführten Beispiel eine beträchtlich größere Verzerrung entstehen als nach (31), obwohl der Klirrfaktor in beiden Fällen der gleiche ist. Es ist auch einleuchtend, daß im Fall gemäß (28) weder der Summationston allein, noch der Differenzton allein als brauchbares Verzerrungsmaß für einen Vergleich mit dem einfachen Verzerrungsfall laut (31) dienen kann. Besser geeignet wäre der Effektivwert von beiden, der nach (28) 0,044 und nach (31) 0,021 beträgt (d. h. 27 bzw. 34 db unter dem Niveau der Originaltöne). Auch dieser Effektivwert hängt im vorigen Fall (28) vom Frequenzverhältnis ab und steigt annähernd proportional dazu, wenn eine der beiden Frequenzen um ein Mehrfaches größer als die andere wird.

Aus den in diesem Abschnitt angestellten Überlegungen geht hervor, daß die nichtlineare Verzerrung, die bei Wiedergabe von Schallplatten infolge eines Winkelfehlers der Abtastung auftreten kann, einen anderen Charakter aufweist als z. B. die Verzerrung in einem Röhrenverstärker bei großer Aussteuerung. Die Verzerrungsgefahr der schrägen Abtastung liegt namentlich im Entstehen hoher Kombinationstöne, welche eine Unsauberkeit in der Wiedergabe des höheren Tonbereichs herbeiführen können. Weiter ist klargelegt worden, daß hier dem Klirrfaktor eine andere Bedeutung als sonst üblich beigemessen werden muß. Als Relativmaß der Verzerrungswirkung bei verschiedenen Winkelfehlern ist aber der Klirrfaktor wohl verwendbar. Der mit guter Wiedergabequalität noch vereinbare Wert desselben ist sehr stark von der Art der Aufnahme abhängig, und dann ist natürlich der ungünstigste Fall (wahrscheinlich Orchestermusik) für die Anforderungen an die Abtastvorrichtung maßgebend. Infolgedessen ist es hier angebracht, einen wesentlich geringeren Wert des Klirrfaktors anzustreben als man sonst gewöhnlich als zulässig anzugeben pflegt.

Nach Ansicht des Verfassers wird die Brauchbarkeit des Klirrfaktors als Vergleichsmaß nichtlinearer Verzerrungen meistens überschätzt. Man sollte immer vorsichtig damit umgehen und, sofern es sich nicht lediglich um einen Vergleich zwischen Verzerrungen ein und derselben Art handelt, womöglich eine ähnliche Untersuchung der Kombinationstöne wie oben vornehmen.

6. Bedingungen kleinster Klirrfaktortoleranz

Die Aufgabe, eine günstigste Bemessung (vgl. Abschnitt 3) zu finden, soll nun dahin abgeändert werden, den Verstellungsabstand p und den Übergriff g zur Erzielung geringster

[15]) L. J. Sivian, H. K. Dunn, and S. D. White, Absolute amplitudes and spectra of certain musical instruments and orchestras. J. Acous. Soc. Am. 2 (1931), H. 3, S. 330—371.

oleranz des Klirrfaktors und also der Größe $\frac{\delta}{r}$ bestimmen. Wir gehen dabei wieder von der rundgleichung (2) aus, worin folgende Approxiation zulässig ist:

$$\cos\varphi = \cos(\varphi_0 - \delta) \cong \cos\varphi_0 + \delta \sin\varphi_0$$

der

$$\delta \cong \frac{\cos\varphi - \cos\varphi_0}{\sin\varphi_0}, \tag{32}$$

o φ_0 den Wert des Winkels φ bei tangentialer btastung bezeichnet.

Für die uns interessierende Größe $\frac{\delta}{r}$ erhalten ir somit

$$\frac{\delta}{r} \cong \frac{1}{r \sin\varphi_0}\left(\frac{R^2 - D^2 + r^2}{2Rr} - \cos\varphi_0\right). \tag{33}$$

amit dieser Ausdruck für $r = r_1$ und $r = r_2$ leich groß wird, muß

$$\cos\varphi_0 = \frac{R^2 - D^2}{2R}\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right), \tag{34}$$

obei

$$\frac{\delta_1}{r_1} = \frac{\delta_2}{r_2} = \frac{r_1 r_2 - R^2 + D^2}{2R r_1 r_2 \sin\varphi_0}. \tag{35}$$

Der Faktor $\sin\varphi_0$ fällt später fort und kann daher unverändert stehen bleiben.) Sein Maximum erreicht $\frac{\delta}{r}$ bei dem Radius

$$r^* = \frac{R^2 - D^2}{R\cos\varphi_0}, \tag{36}$$

der, wenn gleichzeitig $\frac{\delta_1}{r_1} = \frac{\delta_2}{r_2}$ ist,

$$r^* = \frac{2 r_1 r_2}{r_1 + r_2}. \tag{37}$$

Dabei ist:

$$\left(\frac{\delta}{r}\right)_{max} = -\frac{1}{2R\sin\varphi_0}\left[\frac{R^2 - D^2}{4}\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)^2 - 1\right]. \tag{38}$$

Setzt man nun $\frac{\delta_1}{r_1} = -\left(\frac{\delta}{r}\right)_{max}$, so ergibt sich

$$D = \sqrt{R^2 - a^2}, \tag{39}$$

wo

$$a^2 = \frac{8(r_1 r_2)^2}{4 r_1 r_2 + (r_1 + r_2)^2}, \tag{40}$$

und weiter

$$\cos\varphi_0 = \frac{p}{R}, \tag{41}$$

wo

$$p = \frac{a^2}{r^*} = \frac{4 r_1 r_2 (r_1 + r_2)}{4 r_1 r_2 + (r_1 + r_2)^2}. \tag{42}$$

Auch in diesem Fall ist also der Verstellungsabstand p von dem Tonarmradius R unabhängig.

Für den Maximumwert der Größe $\frac{\delta}{r}$ erhält man endlich

$$\left|\frac{\delta}{r}\right|_{max} = \frac{\frac{p}{r^*} - 1}{2\sqrt{R^2 - p^2}}. \tag{43}$$

Mit den früher verwendeten Grenzradien $r_1 = 5{,}0$ cm und $r_2 = 14{,}5$ cm wird der Verstellungsabstand $p = 8{,}5$ cm, also etwas kleiner als bei Bemessung für kleinste Fehlwinkeltoleranz. Ferner wird $a^2 = 62{,}8$, woraus der Zentrumabstand D und der Übergriff g für einige verschiedene Tonarmradien R berechnet sind (Maße in cm):

R	20	22	23,5	25	27
D	18,4	20,5	22,1	23,7	25,8
g	1,6	1,5	1,4	1,3	1,2

Der maximale Klirrfaktor, berechnet aus (22) und (43) mit den früher angenommenen Werten der Schnellenamplitude und der Umdrehungszahl, 10 cm/s bzw. 78 pro Minute, beträgt bei dieser optimalen Ausführung weniger als 0,5%.

Ein Einwand, den man gegen die obigen Berechnungen erheben könnte, ist der, daß die drei Höchstwerte der Größe $\frac{\delta}{r}$ nicht von gleicher Wichtigkeit sind. Dem Maximum bei r^* sollte eigentlich eine größere Bedeutung beigemessen werden als den beiden Endmaxima bei r_1 und r_2, einmal, weil $\frac{\delta}{r}$ in der Umgebung von r^* nur langsam abfällt, bei r_1 und r_2 dagegen sehr rasch, und weiter weil die Grenzradien r_1 und r_2 nicht bei jeder Abspielung ausgenutzt werden. Infolge dieser Überlegung sollte man bei r_1 und r_2 etwas größere Werte von $\frac{\delta}{r}$ erlauben als bei r^*, was durch eine geringe Verminderung des Verstellungswinkels erzielt werden kann (vgl. Abb. 2).

Ein Verfahren, der größeren Bedeutung des Maximums bei r^* Rechnung zu tragen, bietet die Methode der kleinsten Quadrate. Man hat dabei das Integral

$$\int_{r_1}^{r_2}\left(\frac{\delta}{r}\right)^2 dr$$

bei Veränderung von D und φ_0 (bzw. g und p) zum Minimum zu machen. Im Sinne dieser

Methode wird im folgenden ein effektiver Klirrfaktor eingeführt. Es zeigt sich, daß die Bemessung für den kleinsten Wert dieser Größe nur geringfügig von der oben angegebenen Bemessung abweicht, dabei aber sehr viel umständlicher ist.

7. Besprechung anderer Ausführungen als der optimalen

Auch wenn der Konstruktion einer Abnahmevorrichtung die oben angegebenen Bemessungsregeln zugrunde gelegt worden sind, muß man in Wirklichkeit wegen der Streuung bei fabrikmäßiger Herstellung immer damit rechnen, daß außer dem theoretisch kalkulierten Winkelfehler noch zusätzliche Abweichungen auftreten, welche kaum als vernachlässigbar klein angesehen werden können. Dies ist ein Grund, weshalb es von Interesse ist, zu erfahren, wie sich die Verzerrung verändert, wenn die Ausführung von der optimalen mehr oder weniger abweicht. Weiter kommt in der Praxis der Fall vor, daß man einen gegebenen Tonabnehmer mit einer anderen Verstellung als der optimalen verwenden will, aber über die Anbringung desselben im Verhältnis zum Plattenteller frei entscheiden kann. Es entsteht dann die Frage, welche Anordnung mit Rücksicht auf die Verzerrung am günstigsten ist.

Zur Beurteilung verschiedener Ausführungsfälle hinsichtlich der Verzerrung sind die maximalen Klirrfaktoren wenig geeignet, denn für jeden Fall wäre es notwendig, drei Zahlen anzugeben: die beiden Endmaxima und das mittlere Maximum. Da diese Maxima, wie bereits erwähnt, nicht gleich wichtig sind, genügt es nicht, nur das größte von ihnen anzugeben. Ein geeigneteres Gütemaß bildet der effektive Klirrfaktor, definiert als

$$K_{eff} = \sqrt{\frac{1}{r_2 - r_1} \int_{r_1}^{r_2} K^2 \, dr}, \tag{44}$$

wobei K der gewöhnliche Klirrfaktor ist. Um ein anschauliches Bild davon zu erhalten, wie diese Größe von der Ausführung abhängt, hat der Verfasser zahlenmäßige Berechnungen für eine mittlere Tonarmlänge, $R = 22$ cm, und verschiedene Kombinationen des Verstellungsabstandes p und des Übergriffs g vorgenommen. Der Klirrfaktor wurde laut der Näherungsformel $K \cong \frac{V}{\Omega} \cdot \frac{\delta}{r}$ berechnet, und zwar unter Annahme, daß $V = 10$ cm/s und $\Omega = 2 \times \frac{78}{60}$ Rad./s.; δ wurde aus den Gleichungen (1) u. (2) gefunden. Mit Hilfe der berechneten Werte sind Kurven gleichen effektiven Klirrfaktors K_{eff} in ein Diagramm mit den Koordinaten p und g eingezeichnet, Abb. 4. Die Kurven I—IV entsprechen den Werten 0,5,

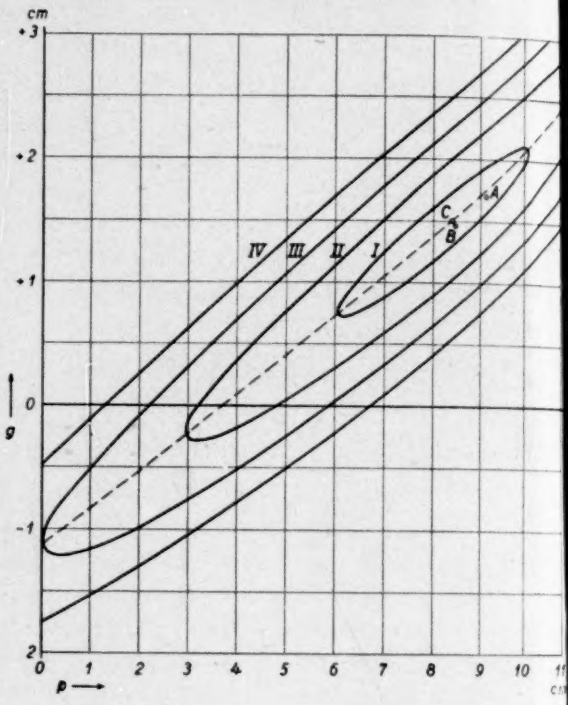

Abb. 4. Kurven gleichen effektiven Klirrfaktors

1,5 und 2% des K_{eff}. Die Punkte A, B und C in der p—g-Ebene stellen verschiedene optimale Ausführungen dar, nämlich A die geringste Fehlwinkeltoleranz, B die geringste Klirrfaktortoleranz und C den geringsten effektiven Klirrfaktor. Im letztgenannten Punkt beträgt K_{eff} 0,25%.

Aus Form und Lage der Kurven in Abb. 4 findet man, daß die größte Verzerrungsgefahr darin liegt, daß der Übergriff dem Verstellungsabstand nicht richtig angepaßt ist. Dagegen ist die Verstellung an sich nicht so kritisch. Wie der Übergriff bei gegebenem Verstellungsabstand gewählt werden soll, ist durch die ge-

strichelte Kurve bezeichnet, deren Gleichung unten abgeleitet wird.

Bei beliebig gewähltem Verstellungsabstand p wollen wir denjenigen Wert des Übergriffs g suchen, bei dem der effektive Klirrfaktor K_{eff} ein Minimum ist. Vorausgesetzt, daß der Fehlwinkel δ verhältnismäßig klein ist, gilt nach (22), (33), (39) u. (41):

$$(45)\quad K \cong |\varepsilon| \cong \frac{V}{\Omega}\cdot\left|\frac{\delta}{r}\right| = \frac{V}{\Omega}\cdot\frac{1}{\sqrt{R^2-p^2}}\cdot\left|\frac{1}{2}-\frac{p}{r}+\frac{a^2}{2r^2}\right|$$

und somit

$$K_{eff}^2 = \frac{1}{r_2-r_1}\int_{r_1}^{r_2} K^2\,dr$$

$$(46)\quad \cong \frac{V^2}{\Omega^2}\cdot\frac{1}{(r_2-r_1)(R^2-p^2)}\left[\frac{r_2-r_1}{4}\right.$$
$$-p\ln\frac{r_2}{r_1}+\left(p^2+\frac{a^2}{2}\right)\left(\frac{1}{r_1}-\frac{1}{r_2}\right)$$
$$\left.-\frac{p\,a^2}{2}\left(\frac{1}{r_1^2}-\frac{1}{r_2^2}\right)+\frac{a^4}{12}\left(\frac{1}{r_1^3}-\frac{1}{r_2^3}\right)\right].$$

Eine Veränderung von g ist gleichbedeutend mit einer Veränderung von a^2, denn

$$(47)\quad g = R-\sqrt{R^2-a^2}$$

$$(47a)\quad \cong \frac{a^2}{2R}.$$

Wir setzen also $\frac{\partial K_{eff}^2}{\partial (a^2)}=0$ und erhalten sodann

$$(48)\quad a^2 = \frac{3\,r_1 r_2\,[p\,(r_1+r_2)-r_1 r_2]}{r_1^2+r_1 r_2+r_2^2}.$$

In (47, 48) hat man die gesuchte Beziehung zwischen Verstellungsabstand und Übergriff. Vertauscht man (47) gegen (47a), so erhält man als gute Näherungslösung eine Gerade,

$$(49)\quad g \cong \frac{3\,r_1 r_2\,[p\,(r_1+r_2)-r_1 r_2]}{2R\,(r_1^2+r_1 r_2+r_2^2)},$$

oder mit den früher verwendeten Werten von r_1 und r_2,

$$(49a)\quad g \cong 6{,}89\cdot\frac{p-3{,}72}{R}\quad \text{(Maße in cm)}.$$

Bei dem Verstellungsabstand 37 mm soll also der Übergriff gleich Null sein, d. h. die Bahn der Nadelspitze durch das Plattenzentrum gehen, und zwar unabhängig von der Tonarmlänge. Ein kleinerer Verstellungsabstand, der allerdings nicht zu empfehlen ist, fordert einen negativen Übergriff. Mit einem Tonarm älteren Typs ohne Verstellung des Abnehmers müßte die Nadelspitze etwa 12 mm — abhängig von der Tonarmlänge — hinter dem Zentrum vorbei laufen.

Zum Schluß wollen wir eine andere, mit der Art der Abtastung auch zusammenhängende Erscheinung in aller Kürze erwähnen, nämlich die Abnutzung der Platten. P. Wilson und G. W. Webb[2]) haben darauf hingewiesen, daß eine Änderung des Winkelfehlers in dieser Beziehung schädlich ist, weil dabei die scharfgeschliffene Kante der Nadelspitze als ein Drehstahl auf die Rillenwand wirkt. Aus der Abb. 2 ist leicht verständlich, daß sich der Winkel φ und damit der Fehlwinkel am geringsten ändert, wenn die φ-Kurve möglichst waagerecht verläuft. Von diesem Gesichtspunkt aus würde also eine Bemessung nach Abschnitt 3 die günstigste sein (Punkt A in Abb. 4). Es gibt aber auch eine andere Art von Abnutzung, die darauf beruht, daß zwischen Nadelspitze und Rillenwand im allgemeinen eine einseitige Druckkomponente vorhanden ist, welche zu $\cos\varphi$ proportional ist. Um diesen Seitendruck gering zu halten, müßte man mit einer hoch liegenden Kurve in Abb. 2 arbeiten, z. B. V oder noch höher, was eine kleine, vielleicht sogar negative Verstellung zur Folge haben würde. Diese beiden Abnutzungserscheinungen stellen also ganz verschiedene Anforderungen an die Ausführung der Abnahmevorrichtung. Wie eine Kompromißlösung gestaltet sein soll, damit die Platten die größte Lebensdauer erhalten, scheint nicht mit Sicherheit festgestellt zu sein. Die Erfahrungen des Verfassers deuten darauf hin, daß die Bemessung für geringste Verzerrung auch angemessene Ansprüche bezüglich der Abnutzung durchaus befriedigt. Tatsächlich bildet diese Bemessung ein gewisses Kompromiß zwischen geringster Fehlwinkeländerung und geringstem Seitendruck.

Anhang

Grenzradien r_1 und r_2 bei gewöhnlichen Schallplatten

Um eine zuverlässige Unterlage für die zahlenmäßigen Berechnungen zu erhalten, hat der Verfasser Messungen der inneren und äußeren Radien (r_1 bzw. r_2) an einer großen Anzahl gewöhnlicher Schallplatten vornehmen lassen. Gemessen wurden über 1000 Aufnahmen an

[2]) A. a. O.

25-cm-Platten und nahezu ebensoviele an 30-cm-Platten; 10 verschiedene Fabrikate waren darunter vertreten.

Da die gewöhnlichen Schallplatten (im Gegensatz zu Tonfilmplatten) von außen nach innen aufgenommen sind, hält sich der Außenradius innerhalb sehr enger Grenzen, wogegen der Innenradius, wie leicht verständlich, große Streuung aufweist. Bei 25-cm-Platten kann man mit einem Außenradius $r_2 = 12{,}0$ cm rechnen und bei 30-cm-Plattenmit $r_2 = 14{,}5$cm. Für den Innenradius wurden die in Abb. 5 dar-

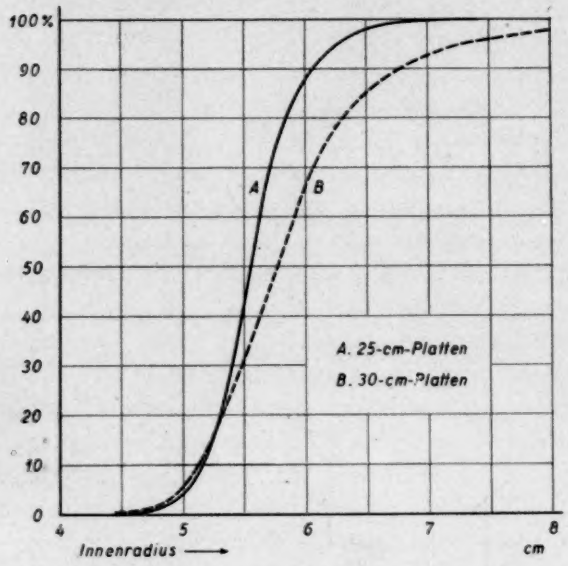

Abb. 5. Häufigkeit verschiedener Innenradien bei gewöhnlichen Schallplatten

gestellten Integralkurven der Häufigkeit erhalten. Die Ordinate gibt an, wieviel Prozent der gemessenen Aufnahmen einen kleineren Innenradius hatten als den Abszissenwert. Kurve *A* bezieht sich auf 25-cm-Platten, Kurve *B* auf 30-cm-Platten.

Aus praktischen Gründen wurden die Messungen an den äußersten, unmodulierten Rillen vorgenommen. Wenn man berücksichtigt, daß die Modulation etwa 2 mm vor der Endrille aufhört, muß man die Abszissenwerte der Kurven um diesen Betrag erhöhen, um zum richtigen Innenradius r_1 zu gelangen. Aus den Kurven ist dann ersichtlich, daß man, um in den allermeisten Fällen sicher zu gehen, mit einem Kleinstwert des Innenradius von 5,0 cm rechnen kann. Nur ein oder zweimal von Hundert tritt es ein, daß der Innenradius diesen Wert unterschreitet, und dann meistens nur geringfügig. Es ist wichtig, bei der Berechnung der Abnahmevorrichtung den Innenradius r_1 nicht kleiner als notwendig zu wählen, weil man sonst nur wegen seltener Ausnahmefälle auch normalerweise den Fehlwinkel und die Verzerrung etwas höher halten muß.

Zusammenfassung

Die allgemein übliche Abtastvorrichtung für Schallplatten mit einem zur Steuerung des Abtastorgans dienenden, drehbaren Tonarm ist mit einer seit langem erkannten Unvollkommenheit behaftet, die darin besteht, daß die Längsrichtung des Abtastorgans im allgemeinen nicht genau mit der Tangentialrichtung der Rille übereinstimmt. Nur in höchstens zwei Punkten der Abtastbahn kann dies der Fall sein, während sonst stets ein gewisser, beim Abspielen veränderlicher Winkelfehler vorhanden ist. Die vorliegende Arbeit bezweckt, die infolge dieses Winkelfehlers entstehende nichtlineare Verzerrung der Art und Größe nach theoretisch zu untersuchen. Durch mathematische Analyse des einfachen Falles, daß die Rille rein sinusförmig moduliert ist, wird zuerst der Klirrfaktor bestimmt. Weiter werden die bei Modulation mit mehreren, einander überlagerten Sinuskomponenten entstehenden Kombinationstöne berechnet. Es zeigt sich dabei, daß die Verzerrung ganz anderer Natur ist als im Grundfall der nichtlinearen Verzerrung, wie z. B. bei einem Röhrenverstärker. Die Kombinationstöne sind hier von den Frequenzverhältnissen stark abhängig und können verhältnismäßig hohe Werte annehmen. Demzufolge ist ein gewisser Klirrfaktor mit einer wesentlich größeren Verzerrungswirkung verbunden als im Falle des Verstärkers. Die mit Rücksicht auf die Verzerrung optimale Ausführung der Abtastvorrichtung wird ermittelt; sie unterscheidet sich etwas von derjenigen für geringste Fehlwinkeltoleranz. Schließlich werden auch andere Ausführungen als die optimale besprochen und mit Hilfe eines effektiven Klirrfaktors bewertet.

(Eingegangen am 26. Juli 1938.)

Beitrag zur Untersuchung der Wirkungsweise von Sirenen[1]

Von Hans Schiesser

(Mit 25 Textabbildungen)

Einleitung

Anwendung und Wirkungsweise der Sirenen

In der Reihe der Luftschallsender ist die Sirene schon lange bekannt. In ihrer einfachsten Form finden wir sie als Lochscheibe, die vor einer oder mehreren Luftaustrittsöffnungen rotiert und den austretenden Luftschall periodisch unterbricht. Es entsteht hierbei ein Ton, dessen Höhe der Drehzahl und der Zahl der Bohrungen proportional ist. Aus der Vereinigung von Drucklufterzeuger und Lochscheibe zu einem Schaufelrad, dessen Peripherie einen Unterbrecherkranz trägt, entsteht die heute übliche Sirene, die hauptsächlich als Signalgeber für große Entfernungen verwendet wird. Für Schiffahrtszwecke wurde sie vereinzelt mit Leistungen bis zu 2000 Schallwatt gebaut. Auf diesem Gebiete ist sie heute durch die Membran-Luftschallgeber verdrängt worden. Der hohe Wirkungsgrad und die leichte Bündelungsmöglichkeit durch Gruppenzusammenfassung der einzelnen Strahler machen dort den Nachteil wieder wett, daß eine beträchtliche Zusatzapparatur zur Erzeugung der Tonfrequenz erforderlich ist. Zur sicheren Signalübertragung auf großen Flächen, wie sie z. B. Flieger- und Feueralarm erfordern, ist wegen der wechselnden atmosphärischen Ausbreitungsbedingungen jedoch die Aufstellung vieler kleiner Strahler vorzuziehen.

Über die innere Wirkungsweise der Sirenen liegen kaum Angaben in der Literatur vor. Es soll der Zweck dieser Untersuchung sein, über einige hier interessierende Fragen Klarheit zu schaffen.

Zwei grundlegende Vorgänge im Mechanismus der Sirene bedingen ihr Verhalten: Die Arbeit des Schaufelrades als Gebläse und die des Lochkranzes als Modulator des vom Schaufelrad erzeugten Luftstromes. Beide Vorgänge finden gleichzeitig statt und beeinflussen deshalb einander. Zur Klärung der Wirkungsweise, die durch dieses Ineinandergreifen beider Funktionen kompliziert ist, erscheint es zweckmäßig, diese getrennt zu behandeln. Zunächst wird das Arbeiten des Lochkranzes als Zerhacker eines durch konstanten Überdruck erzeugten Luftstromes untersucht werden.

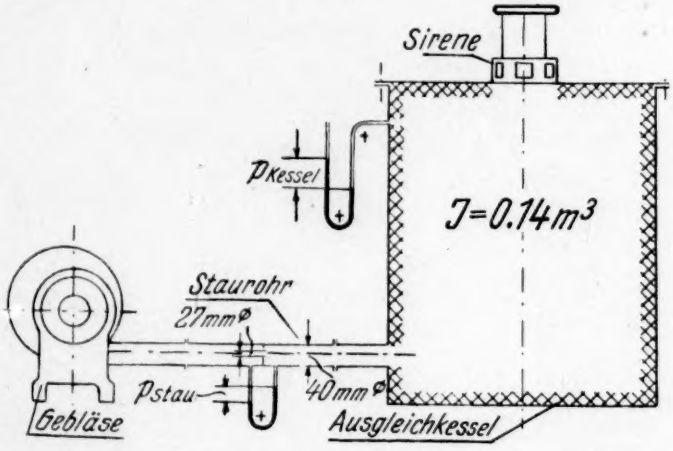

Abb. 1. Versuchsanordnung

Untersuchung einer gesteuerten Öffnung als fremdgespeiste Sirene:

Ausschlaggebend für das Verhalten des Gebläses ist der Widerstand, den der Lochkranz als Modulator darstellt. In der Versuchsanordordnung (Abb. 1) wurden Lochkranz und Laufrad einer Sirene benutzt, deren Schaufeln ent-

[1]) Von der Technischen Hochschule Dresden zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs genehmigte Dissertation.

fernt worden waren. Beide hatten 6 Öffnungen von 30 · 30 mm, die sich durch einen zusätzlichen Blendenring verkleinern ließen; weiter war es möglich, eine oder mehrere Öffnungen völlig zu schließen. Diese Anordnung war luftdicht auf einem Ausgleichkessel befestigt, dessen Innenwandungen mit einer starken Watteschicht ausgekleidet waren, um das Auftreten stehender Wellen zu verhindern. Der von einem Gebläse im Kessel erzeugte Überdruck p_k und der geförderte Luftstrom V wurden mit TOEPLERschen Libellen und Staurohr bestimmt.

Widerstand des stehenden Lochkranzes bei verschiedenen Öffnungswinkeln: Das Druckgefälle, das erforderlich ist, um eine Luftmenge V in der Zeiteinheit aus einem Querschnitt F mit der Geschwindigkeit $w = V/F$ ins Freie austreten zu lassen, setzt sich zusammen aus einem dem völligen Geschwindigkeitsverlust entsprechenden Anteil $p_{dyn} = w^2 \frac{\gamma}{2g}$ und einem rechnerisch kaum erfaßbaren Anteil p_v, der für Wirbel aufgebracht werden muß, die durch Reibung und Ablösung entstehen. Die Messung ergibt bei kleinen Öffnungswinkeln einen Kesseldruck p_k, der kleiner ist, als allein dem Anteil p_{dyn} entspräche. Das ist auf die Spaltverluste zwischen Lochkranz und Laufrad zurückzuführen, die einen unvermeidlichen Nebenschluß darstellen. Bei völliger Öffnung des Lochkranzes können sie jedoch vernachlässigt werden. Das Verhältnis p_v/p_{dyn} fällt bei Strömung in Rohren entsprechend dem BLASIUSschen Gesetz mit steigender REYNOLDSscher Zahl; für die untersuchten Luftgeschwindigkeiten von $w = 1 \div 15$ m/s ergab sich p_v/p_{dyn} zu 15 — 2.

Widerstand des rotierenden Lochkranzes: Im Betrieb der Sirene, also bei rotierendem Lochkranz, tritt zu den betrachteten Anteilen p_{dyn} und p_v des Druckverlustes ein weiterer, der durch die Arbeit bedingt ist, die erforderlich ist, um den Luftstrom nach jeder Schließperiode wieder zu beschleunigen. Er wurde ebenfalls experimentell ermittelt und ist in Abb. 2 in Abhängigkeit von geförderter Luftmenge und Drehzahl des Lochkranzes bzw. Frequenz der Unterbrechungen dargestellt. Wird durch Verdrehung des bereits erwähnten Blendenringes das Verhältnis Öffnungszeit: Schließzeit des Lochkranz-Unterbrechers geändert, so erfordern bei gleichem V die kurzzeitig auftretenden hohen Strömungsgeschwindigkeiten im Austrittsquerschnitt ein weiteres Ansteigen des Druckgefälles, wie Abb. 3 zeigt.

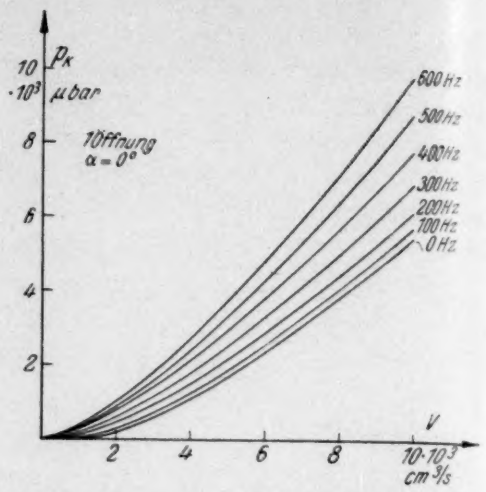

Abb. 2. Druckverlust bei rotierendem Lochkranz in Abhängigkeit von Luftstrom und Frequenz

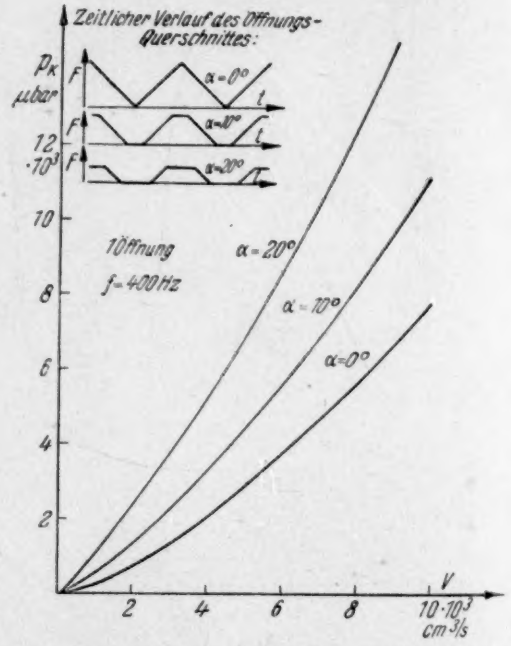

Abb. 3. Druckverlust und Luftmenge bei verschiedenem Verhältnis. Öffnungszeit: Schließzeit des Lochkranzunterbrechers

Leistungsbetrachtungen: In der untersuchten Anordnung wirkt die Luftaustrittsöff-

nung am Unterbrecherkranz als Schallquelle. Sie stellt, da ihre Abmessungen klein gegenüber der Wellenlänge sind, einen Kugelstrahler nullter Ordnung dar mit der Strahlungsleistung

$$N_{str} = \frac{(\Delta V)^2}{8\pi} \cdot \omega^4 \cdot \varrho / c ,$$

worin ϱ die Dichte der Luft mit $1{,}3 \cdot 10^{-3}$ g/cm³ und ΔV das in einer Halbperiode verdrängte Luftvolumen in cm³ darstellt. Bei 100%iger Modulation wäre ΔV der $1/\sqrt{2}$-fache Betrag des in einer Halbperiode durchgepumpten Gleichstromes:

$$\Delta V = \frac{V\sqrt{2}}{4 \cdot f} .$$

In Abb. 4 sind die sich so rechnerisch ergebenden Schalleistungen eingetragen, weiterhin die vom

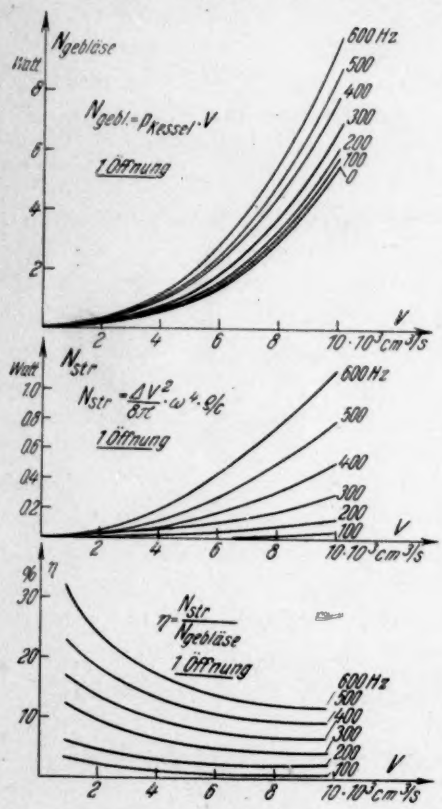

Abb. 4. Rechnerische Bestimmung von Strahlungsleistung, Gebläseleistung und Wirkungsgrad bei verschiedenen Frequenzen und Luftstromgeschwindigkeiten

Gebläse aufzuwendende Leistung $N_{geb} = p_k \cdot V$. Aus beiden ergibt sich ein mechanisch-akustischer Wirkungsgrad $\eta = N_{str}/N_{geb}$. Er steigt bei gleicher Fördermenge in der Zeiteinheit mit der Frequenz an, da die Strahlungsleistung mit dem Quadrat der Frequenz wächst, während der aufzuwendende Druck sich aus zwei Komponenten gleicher Größenordnung zusammensetzt, deren eine nur linear mit der Frequenz wächst, während die andere überhaupt frequenzunabhängig ist. Bei gleicher Frequenz steigt die abgegebene Schalleistung mit dem Quadrat des Luftstromes V; der aufzuwendende Druck steigt jedoch stärker als linear, die aufzuwendende Leistung $p \cdot V$ also stärker als quadratisch an, so daß der Wirkungsgrad mit wachdendem V abnimmt. Es ergibt sich also hieraus die Forderung, einmal die als Kugelstrahler arbeitenden Sirenen mit hoher Frequenz arbeiten zu lassen, zum anderen den durch Reibung und Wirbelung entstandenen Druckanteil durch entsprechende Dimensionierung möglichst klein zu halten. Die aufzuwendende Leistung wird weiter erhöht, wenn das Verhältnis Öffnungszeit: Schließzeit, etwa durch einen Blendenring, kleiner als 1 gemacht wird. Es tritt dann jedoch auch bei konstantem V eine Erhöhung der Schalleistung dadurch ein, daß die Amplituden der Oberwellen größer werden; außerdem kann die erhöhte physiologische Wirkung gegenüber dem fast reinen Sinuston oft erwünscht sein.

Messung des Schalldruckes im Raum: Der tatsächlich auftretende Schalldruck p_r im Abstand r von der Schallquelle wird im gedämpften Raum mit einem absolut geeichten Mikrophon in Abhängigkeit von V und f bestimmt. Um festzustellen, wieweit sich die 6 Schallaustrittsöffnungen des Unterbrecherrades gegenseitig beeinflussen, wurde der Luftstrom V einmal nur von einer Öffnung, das andere Mal von allen 6 Öffnungen unterbrochen. Es ergibt sich (Abb. 5) bei konstantem V ein der Frequenz proportionales Ansteigen des Schalldruckes p_r, wenn alle 6 Öffnungen strahlen und ein etwas steileres Ansteigen, wenn nur eine Öffnung strahlt. Die Unstetigkeiten in den erhaltenen Kurven sind auf die Bildung stehender Wellen zurückzuführen; sie waren im geschlossenen Raum praktisch nicht weiter zu vermindern. Der sich rechnerisch aus der theoretischen Strahlungsleistung N_{str} ergebende Schalldruck

$$p_r = \frac{1}{r}\sqrt{N_{str}\frac{\varrho \cdot c}{4\pi}}$$

ist ebenfalls in Abb. 5 eingetragen. Er wird jedoch nur bei vollständiger Modulation des Luftstromes erreicht. In Wirklichkeit treten jedoch Spaltverluste ein, so daß statt der theoretisch zu erwartenden Amplitude p_{theor} nur

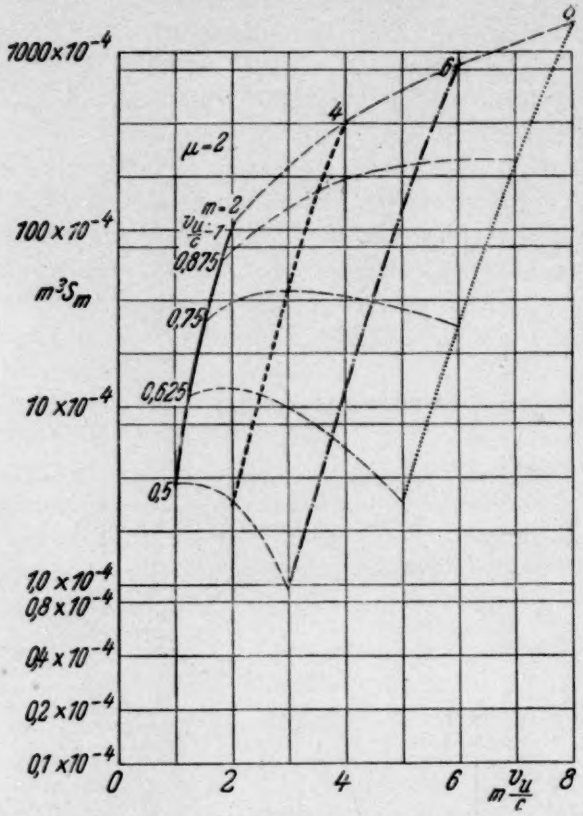

Abb. 5. Gemessener Schalldruck in Abhängigkeit von Frequenz und geförderter Luftmenge bei 1 und 6 strahlender Öffnungen

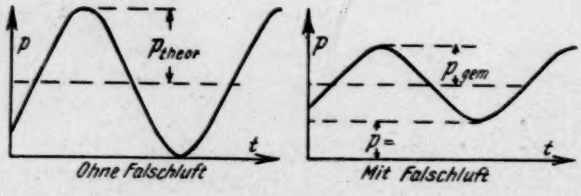

Abb. 6. Einfluß der Spaltverluste auf die erhaltene Wechselamplitude bei konstanter geförderter Luftmenge

eine, dem durch Nebenluft bedingten Gleichstromanteil überlagerte Wechselamplitude p_{gem} gemessen wird (Abb. 6). Das Verhältnis $\frac{p_{gem}}{p_{theor}}$ kann als Modulationsgrad der Anordnung betrachtet werden, spätere Messungen ergeben je nach den Betriebsbedingungen dafür einen Wert von 30—60%. Dies erklärt den Unterschied zwischen den gemessenen und den errechneten Schalldrucken der Abb. 5. Daß die gemessenen Werte für 6 geöffnete Kammern weniger steil ansteigen als für eine Kammer, liegt daran, daß die übrigen 5 Schallaustrittsöffnungen vom Mikrophon weiter entfernt sind und bei höheren Frequenzen infolge der eintretenden Richtwirkung am Mikrophon weniger zum Schallfeld beitragen. Dagegen sind im Mittel die gemessenen Schalldrucke bei gleichem V gleich groß, gleichgültig, ob eine oder 6 Kammern strahlen. Da sich im letzteren Falle wesentlich kleinere Kesseldrucke ergeben, ist der Wirkungsgrad hierbei höher. Die für $V = 0$ eingezeichnete Kurve zeigt den Schalldruck, der gemessen wird, wenn das Gebläse nicht läuft, sondern nur die durch Reibung vom Lochkranz mitgerissenen Luftteilchen nach außen durch den Unterbrecher geschleudert werden. Er steigt steiler als mit dem Quadrat der Frequenz, da die geförderte Luftmenge mit der Drehzahl steigt.

Kleine Trennwände, die bei diesen Versuchen zeitweise zwischen die einzelnen Austrittsöffnungen gesetzt wurden, ergaben keine Veränderungen des Kesseldruckes; es ist also nicht anzunehmen, daß dort schädliche Wirbelfelder vorhanden sind, die den Wirkungsgrad herabsetzen.

Eine Veränderung des Verhältnisses Öffnungszeit: Schließzeit durch Verdrehen des Blendenringes ergab bei gleichem geförderten V kein wesentliches Anwachsen des gemessenen Effektivwertes des Schalldruckes. Auch die Betrachtung des auftretenden Spitzenwertes am Braunschen Rohr und die Messung der Lautstärke mit einem objektiven Lautstärkemesser zeigten keine dem erhöhten Leistungsaufwand des Gebläses entsprechende Verbesserung dieser Werte.

Die bei den im Austrittsquerschnitt der Luft herrschenden Luftgeschwindigkeiten und Spaltbreiten zu erwartenden Schneidentöne liegen im Hörbereich. Ihre Lautstärke ist jedoch selbst nach dem Anbringen von Schneiden an Lochkranz und Laufrad so klein, daß sie praktisch keine Bedeutung haben.

Einfluß von Sirenenbauart und Zahl der strahlenden Öffnungen auf den

Schalldruckverlauf: Um festzustellen, ob die bei der hier untersuchten getrennten Anordnung von Gebläse und Modulator erhaltenen Ergebnisse auch auf eine selbstgespeiste Sirene der üblichen Bauart übertragen werden können, wurde der zeitliche Schalldruckverlauf beider Anordnungen durch oszillographische Aufnahmen verglichen. Dabei wurde die geförderte Luftmenge der selbstgespeisten Sirenen durch punktweise Messung der Luftgeschwindigkeit im Austrittsquerschnitt mit einer Sonde bestimmt. Obwohl infolge der Schaufeln bei der selbstgespeisten Sirene die Luft nicht radial und gleichmäßig über den ganzen Austrittsquerschnitt verteilt, sondern fast tangential und mit in Drehrichtung des Lochkranzes steigender Geschwindigkeit ausströmt, sind die Bilder des Schalldruckverlaufes im Raum ähnlich den für die gesteuerte Öffnung erhaltenen, so daß gefolgert werden darf, daß der Modulationsvorgang allein den Schalldruckverlauf bestimmt. Auch die Zahl der strahlenden Kammern hat keinen Einfluß. Dagegen ergeben sich bei gleichem V für die gesteuerte Öffnung höhere Werte des Schalldruckes, die vermuten lassen, daß ein akustischer Kurzschluß zwischen Ansaug- und Ausströmseite der selbstgespeisten Sirene eine Verminderung der abgestrahlten Leistung bewirkt.

Messung des Schallstromes bei reflektionsfreiem Abschluß und veränderlichem Öffnungsverhältnis: Die Messung des Schalldruckverlaufes gestattet zwar die Untersuchung des Verhaltens der Sirene im betriebsmäßigen Zustande, jedoch ist die Schallfeldverzerrung auch im gedämpften Raum noch so groß, daß der eigentliche Modulationsvorgang am Verlauf des Schallstromes A untersucht werden soll. Dieser wird aus dem zeitlichen Druckverlauf an einer Stelle einer reflektionsfrei abgeschlossenen Rohrleitung bestimmt, die an eine der Sirenenöffnungen angeschlossen ist.

Der bisher betrachtete Schalldruck p stellt das Produkt aus Schallstrom A und Schallwiderstand $\mathfrak{Z}$ dar:

$$p = A \cdot \mathfrak{Z}.$$

Für eine sinusförmige Bewegung der Amplitude a ist der Schallstrom $A = a \cdot \omega \cdot F$, wobei F den von der Bewegung durchsetzten Querschnitt darstellt. Für ebene fortschreitende Wellen ist $\mathfrak{Z} = \frac{\varrho \cdot c}{F}$ (dyn sec cm^{-5}). Schließt man also den den Schallstrom erzeugenden Generator mit einem reflektionsfreien Widerstand vom Betrage Z ab, so ist der an diesem gemessene Schalldruck p dem Schallstrom proportional und mit ihm in Phase. Im

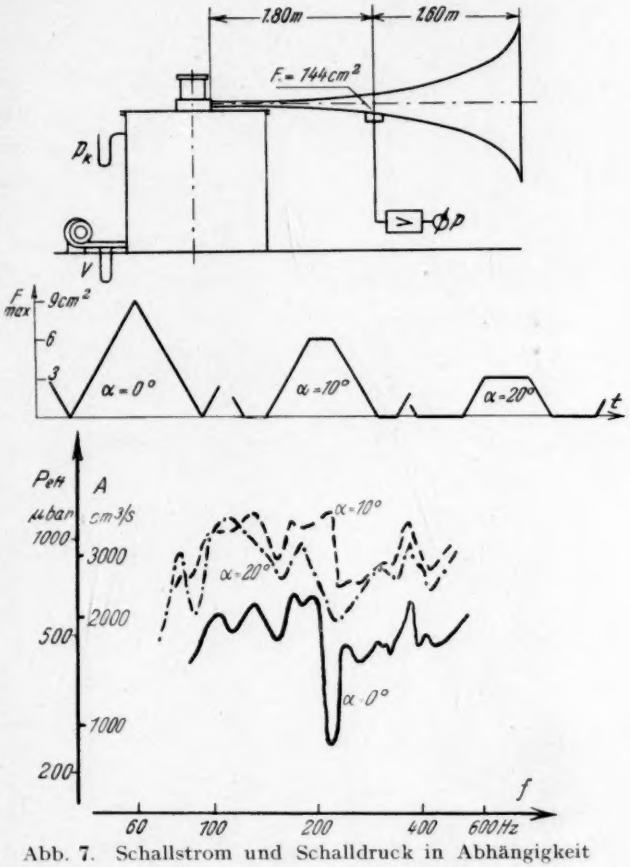

Abb. 7. Schallstrom und Schalldruck in Abhängigkeit von der Frequenz für verschiedene Zeitquerschnitte, bei reflektionsfreiem Abschluß gemessen

vorliegenden Falle wurde als Abschluß ein 3,4 m langes Exponentialhorn verwendet, das bis zu seiner Grenzfrequenz von etwa 60 Hz einen angenähert konstanten Strahlungswiderstand besaß. Das Horn wurde an eine Sirenenöffnung angeschlossen, die andern 5 waren verschlossen. Zur Messung des Schalldruckes wurde ein Kondensatormikrophon an eine Öffnung in der Hornwand angesetzt. Der Verlauf des Schallstromes ist dann bis auf einen Maßstabsfaktor mit dem des gemessenen Schalldruckes identisch. Abb. 7 zeigt die gemessenen

Effektivwerte des Schallstromes für verschiedene Blendenstellungen. Im Gegensatz zu den Schalldruckmessungen im Raum ergibt sich hier bei gleichem V und gleichen Abschlußbedingungen ein verschieden großer Schallstrom, wenn sich der zeitliche Verlauf des Öffnungsquerschnittes durch Verdrehen des Blendenkranzes um den Winkel α ändert. Es wurden nunmehr Oszillogramme vom zeitlichen

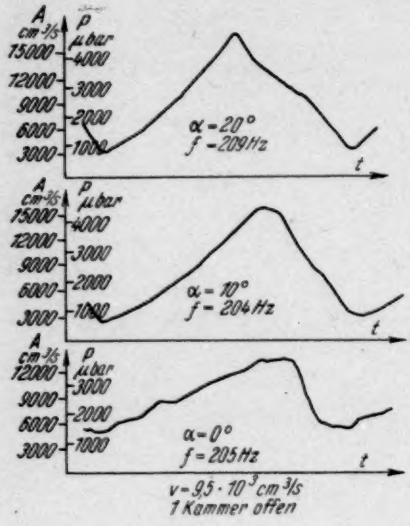

Abb. 8 Zeitlicher Verlauf von Schallstrom und Schalldruck bei reflektionsfreiem Abschluß für verschiedene Zeitquerschnitte

Verlauf des Schallstromes aufgenommen, die quantitativ ausgewertet werden konnten. Für alle betrachteten Frequenzen ergeben sich die gleichen charakteristischen Diagramme (Abb. 8), die für $\alpha = 0^0$ flachen Anstieg und steilen Abfall, bei $\alpha = 20$ etwa symmetrischen Anstieg und Abfall bei gleichzeitig größerer Modulation des Gleichstromes zeigen. Für gleiches α und verschiedenes V wurden der Größe des Gleichstromes proportionale, völlig ähnliche Oszillogramme erhalten. Es wurden deshalb alle Messungen auf gleiches V bezogen und der Modulationsgrad A/V bestimmt. Er beträgt 60% für $\alpha = 20^0$, 40% für $\alpha = 10^0$ und 34% für $\alpha = 0^0$, wobei die Werte der Einzelmessungen um nicht mehr als 10% streuen. Um die Verschiedenheit des Schallstromverlaufes für die 3 Zeitquerschnitte zu erklären, soll der Ausströmvorgang näher betrachtet werden.

Ausströmvorgang in Abhängigkeit vom Zeitquerschnitt: Für den Spülvorgang von Zweitaktmotoren hat O. Lutz [2]) das Ausströmen von Gasen aus einem unter Überdruck stehenden Behälter durch einen sich periodisch ändernden Querschnitt untersucht. Die dort erhaltenen Ergebnisse können auch bei der Ermittlung des Ausströmvorganges bei der Sirene zugrunde gelegt werden. Als erstes findet Lutz unter auch hier gültigen Voraussetzungen für die Geschwindigkeit w einer beschleunigten Gassäule von der Länge l:

$$w = w_o \, Tg \frac{w_o \cdot t}{2 \cdot l}$$

und für den dabei zurückgelegten Weg s:

$$s = l \cdot 2 \ln \left(\mathrm{Cos} \frac{w_o \cdot t}{2 \cdot l} \right),$$

wobei (Abb. 9) w_0 die stationäre Endgeschwindigkeit der Gassäule bedeutet. D. h., daß eine

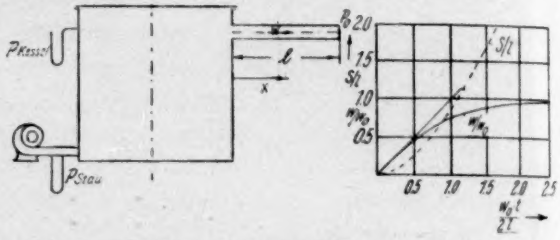

Abb. 9. Zeitlicher Verlauf der Geschwindigkeit von Gassäulen unter konstantem Überdruck

durch einen konstanten Überdruck beschleunigte Gassäule nach Zurücklegung eines ihrer Länge gleichen Weges erst 80% ihrer vollen Geschwindigkeit erreicht hat. Im vorliegenden Falle ist mit einer Gassäule zu rechnen, die an der Stelle $x = 0$, nämlich am Lochkranz selbst, den vom Lochkranz maximal freigegebenen Querschnitt F, nach dem Kessel zu in der x-Richtung dagegen einen sich stetig vergrößernden

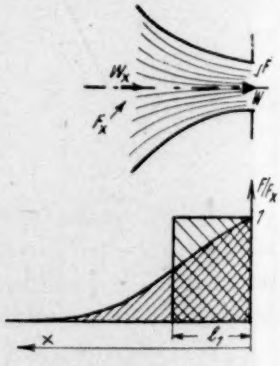

Abb. 10. Querschnitt der zu beschleunigenden Gassäule und ihr äquivalente Gassäule konstanten Querschnittes

[2]) O. Lutz, Resonanzschwingungen in den Rohrleitungen von Kolbenmaschinen. Berichte aus dem Laboratorium für Verbrennungskraftmaschinen der Technischen Hochschule Stuttgart. Heft 3, 1934.

Querschnitt F_x besitzt (Abb. 10). Für den Ausströmvorgang ist sie äquivalent einer Luftsäule von konstantem Querschnitt F und einer Länge l_1, wobei

$$l_1 = \int_{x=o}^{x=l} \frac{F}{F_x}\, dx\,.$$

Der Ausströmvorgang kann zeitlich in 3 Abschnitte zergliedert werden. Während der Öffnungszeit t_δ von $t=0$ bis $t=t_\delta$ (Abb. 11)

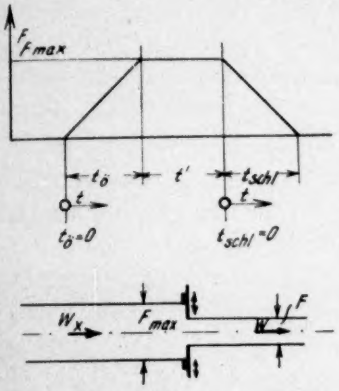

Abb. 11. Zeitlicher Verlauf des Öffnungsquerschnittes

wächst der freigegebene Querschnitt linear mit der Zeit t an. Im zweiten Abschnitt von der Dauer t' bleibt der freigegebene Ausströmquerschnitt konstant gleich F_{max}. Für $\alpha = 0^0$ wird $t' = 0$. Im dritten Zeitabschnitt von der Dauer t_{schl} schließt der Lochkranz wieder linear mit der Zeit den Ausströmquerschnitt.

1. Abschnitt: Schreibt man für das Verhältnis der erreichten zur stationären Geschwindigkeit $\frac{w}{w_o} = \mathfrak{w}$ und setzt das Verhältnis

$$\frac{w_o \cdot t_\delta}{l_1} = \delta\,,$$

so erhält man nach LUTZ für die während der Öffnungszeit t_δ konstante Geschwindigkeit w_δ im Austrittsquerschnitt

$$w_\delta = w_o \frac{\delta}{1 + \sqrt{1+\delta^2}}$$

und für die entsprechende Geschwindigkeit $w_{x\delta}$ im Maximalquerschnitt F_{max}

$$w_{x\delta} = w_\delta \cdot t/t_o\,.$$

2. Abschnitt: Während der Dauer der maximalen Öffnung beschleunigt sich die Gassäule über das am Ende des ersten Abschnittes bereits erreichte Geschwindigkeitsverhältnis w_δ/w_o hinaus gemäß der Kurve

$$\frac{w}{w_o} = Tg\,\frac{w_\delta \cdot t'}{2 \cdot 1}\,.$$

Da jetzt der freigegebene Querschnitt F gleich dem maximalen Querschnitt F_{max} ist, ist auch die Geschwindigkeit w im Austrittsquerschnitt gleich der Geschwindigkeit w_x.

3. Abschnitt: Der umlaufende Lochkranz verkleinert wieder den freigegebenen Querschnitt. Im Falle, daß $t' = 0$, also für $\alpha = 0^0$, herrscht am Anfang der Schließperiode die gleiche Geschwindigkeit wie am Ende der Öffnungsperiode:

$$w_\delta = w_o \frac{\delta}{1 + \sqrt{1+\delta^2}}\,.$$

Setzt man ein neues Koordinatensystem mit $t = 0$ für den Anfang der Schließperiode an, so erhält man mit der Randbedingung, daß für $t = 0$ $w_{schl} = w_\delta$, für die Geschwindigkeit im Ausströmquerschnitt während der Schließperiode

$$\mathfrak{w}_{schl} = \frac{\delta \cdot t_{schl}^{\sqrt{1+\delta^2}} - \mathfrak{w}_\delta\,(t_{schl}-t)^{\sqrt{1+\delta^2}}}{\delta \cdot \mathfrak{w}_\delta \cdot t_{schl}^{\sqrt{1+\delta^2}} + (t_{schl}-t)^{\sqrt{1+\delta^2}}}$$

und für die entsprechende Geschwindigkeit im maximalen Querschnitt

$$w_{x\,schl} = \frac{t_{schl}-t}{t_{schl}}\, w_{schl}$$

(vgl. ähnl. bei O. LUTZ, a. a. O.).

Es ergibt sich damit für den Maximalwert der Luftgeschwindigkeit im Austrittsquerschnitt

$$w_{schl\,max} = \frac{1}{w_\delta}\,,$$

der zur Zeit $t = t_{schl}$, also am Ende der Schließperiode erreicht wird.

Wird $t' \neq 0$, wie dies bei den Blendenwinkeln $\alpha \neq 0^0$ eintritt, errechnet sich das Geschwindigkeitsverhältnis für die Schließperiode nach der Differentialgleichung

$$\frac{d\,\mathfrak{w}}{d\,t} = \frac{\delta/2\,(1-\mathfrak{w}^2) + \mathfrak{w}}{t_{schl}-t}\,.$$

Es ergibt sich integriert

$$\frac{C}{t_{schl}-t} = \left(\frac{\mathfrak{b}-\mathfrak{w}}{\mathfrak{w}-\mathfrak{a}}\right)^{\frac{2}{\delta(\mathfrak{a}-\mathfrak{b})}}\,,$$

worin $\mathfrak{a} = \frac{1+\sqrt{\delta^2+1^1}}{\delta}$ und $\mathfrak{b} = \frac{1-\sqrt{\delta^2+1}}{\delta}$ sind.

Die Integrationskonstante berechnet sich aus den Randbedingungen: Für $t = 0$ wird w gleich dem am Ende des zweiten Abschnittes erreichten Geschwindigkeitsverhältnis w':

$$C = t_{schl} \left(\frac{b - w'}{w' - a} \right)^{\frac{2}{\delta(a-b)}}.$$

Dann läßt sich das Geschwindigkeitsverhältnis auch für den letzten Abschnitt des Ausströmvorganges berechnen:

$$\frac{b - w}{w - a} = \left(\frac{C}{t_{schl} - t} \right)^{\frac{\delta(a-b)}{2}}.$$

Es wurde für $f = 400$ Hz und ein gefördertes Luftvolumen von $9{,}5 \cdot 10^3$ cm³/s der Ausströmvorgang für $\alpha = 0^0$, 10^0 und 20^0 nachgerechnet

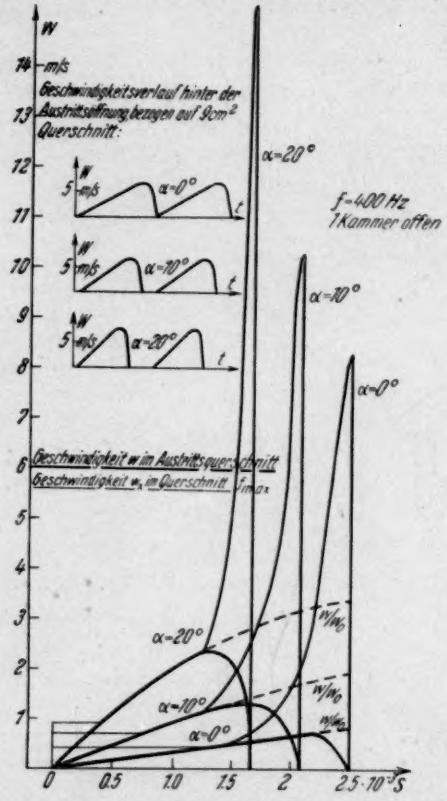

Abb. 12. Rechnerisch ermittelter Geschwindigkeitsverlauf der Luft im Austrittsquerschnitt bei verschiedenem Verhältnis. Öffnungszeit: Schließzeit des Lochkranzunterbrechers

und in Abb. 12 dargestellt. Zugrunde gelegt wurden die aus Abb. 2 und 3 ersichtlichen Kesseldrucke p_k und die ihnen entsprechenden geförderten Luftmengen bei stationärem Ausströmen. Die Längen der zu beschleunigenden Luftsäulen wurden den vorliegenden Abmessungen entsprechend angenommen und ergaben äquivalente Längen l_1 von 3,4 und 5 cm für $F_{max} = 9$, 6 und 3 cm². Aus der Integration der Luftgeschwindigkeiten in einem konstanten Querschnitt über eine Periode ergibt sich schließlich die geförderte Luftmenge zu 3,26, 3,82 und $3{,}0 \cdot 10^3$ cm³/s, während den der Untersuchung zugrundegelegten Kesseldrucken geförderte Luftvolumen von $9{,}5 \cdot 10^3$ cm³/s entsprachen. Der restliche Teil der Luft muß also vom Modulationsvorgang unbeeinflußt als Nebenluft den Lochkranz durchströmt haben. Dies stimmt mit den aus den Oszillogrammen erhaltenen Ergebnissen überein, die einen Modulationsgrad von 35 ÷ 60% ergeben. Auch der rechnerisch ermittelte Geschwindigkeitsverlauf zeigt quantitativ die gleichen Charakteristika, wie sie beim Abschluß der Sirene mit Exponentialhorn gefunden wurden: Für $\alpha = 0^0$ flachen Anstieg der Druckstirn und schnellen Abfall, für $\alpha = 20^0$ wesentlich steileren Anstieg; der im Oszillogramm beobachtete flachere Abfall dürfte ebenfalls auf die durch den Spalt strömende Nebenluft zurückzuführen sein. Die Übereinstimmung des beobachteten Druckverlaufes bei der mit Exponentialhorn abgeschlossenen Sirene mit dem berechneten Verlauf des Ausströmvorganges, dem Werte der unbelasteten Sirene zugrunde lagen, läßt ebenfalls die Annahme berechtigt erscheinen, daß der Ausströmvorgang durch das innere Verhalten der Sirene bedingt ist und auch bei verändertem Abschluß in stets gleicher Weise erzwungen wird.

Abschluß der gesteuerten Öffnung mit einem Widerstand: Um das Verhalten der gesteuerten Öffnung beim Arbeiten auf einen veränderlichen äußeren Widerstand zu untersuchen, wurde an eine Kammer der Sirene ein langes Rohr von gleichem Querschnitt angeschlossen (Abb. 13). Durch Einstellen des Kesseldruckes wird für jede Unterbrecherfrequenz der gleiche Volumentransport an Luft durch die Öffnung erzwungen. Im Abstand r vom Rohrende wird der Schalldruck p_r im gedämpften Raume gemessen. Der theoretisch zu erwartende Schalldruck beträgt

$$p_r = \frac{V \cdot \pi \cdot f \cdot \varrho}{4r}.$$

Er ist zusammen mit den gemessenen Werten in Abb. 14 dargestellt. Es werden starke periodische Schwankungen erhalten, die Maxima bei Rohrlängen von 1, 3, 5, ..., $\lambda/4$ ergeben. Die Strahlungsleistung unseres Senders ist einmal durch das Verhalten des Rohrendes als Kugelstrahler bestimmt, das bei konstantem ΔV ein Steigen der Strahlungsleistung mit f^4, also bei konstantem V mit f^2 bedingt. Weiterhin ist sie jedoch vom Widerstand $\mathfrak{Z}$ des Rohres abhängig: die an der gesteuerten Öffnung in den Rohranfang hineingepreßte Schalleistung ist proportional $(\Delta V)^2 \cdot \mathfrak{Z}$; wird wie im vorliegenden Falle, der Strom ΔV in konstanter Größe erzwungen, wird sie proportional dem $\mathfrak{Z}$ des Rohres sein, und, da das Rohr dämpfungsarm ist, am Ende des Rohres als Strahlungsleistung herauskommen. Der Wechselstromwiderstand des Rohres berechnet sich zu

$$\mathfrak{Z} = \frac{\varrho \cdot c}{F} \cdot \operatorname{tg} \alpha l, \quad \text{wobei } \alpha = 2\pi/\lambda .$$

Der Verlauf dieser Tangensfunktion ergibt verschwindende Rohrwiderstände bei $l = 1, 2, 3, \ldots, \lambda/2$ und $\mathfrak{Z} = \infty$ für $l = 1, 3, 5, \ldots, \lambda/4$. Die Diagramme lassen den entsprechenden Verlauf des Schalldruckes deutlich erkennen. Zum Vergleich wurde noch der Schalldruck eingetragen, der erhalten wird, wenn die Sirene mit einer Kammer direkt ins Freie strahlt. Es zeigt sich, daß die Schalldrucke an den Minimastellen des belasteten Rades etwa gleich den Schalldrucken beim unbelasteten Lochkranz werden; theoretisch sollte dies beim $\lambda/8$-Rohr der Fall sein. Der Kesseldruck p_k zeigt die gleichen Schwankungen in Abhängigkeit von Frequenz bzw. Rohrlänge. Maxima und Minima liegen an entsprechenden Stellen und sind von gleicher Größenordnung. O. Lutz[3]) hat für ähnliche Anordnungen die Berechnung einer „dynamischen Widerstandsziffer" angegeben, die das Verhältnis von zusätzlichem, durch die Schwingungen bedingten Gleichdruckverlust zum Druckverlust für die schwingungsfreie Anordnung darstellt. Die sich hiernach rechnerisch ergebenden Werte stimmen mit den beobachteten sehr gut überein. Wie Abb. 14 zeigt, tritt durch die Abstimmung der Sirene mit $\lambda/4$-Rohren keine Verbesserung des Wirkungsgrades ein, da die Erhöhung des Schalldruckes durch erhöhte Antriebsleistung des Gebläses erkauft wird.

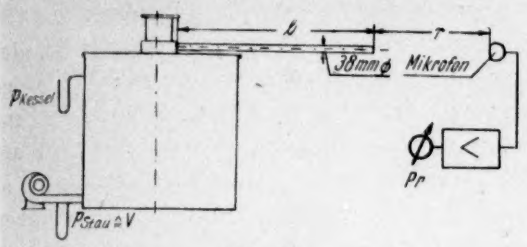

Abb. 13

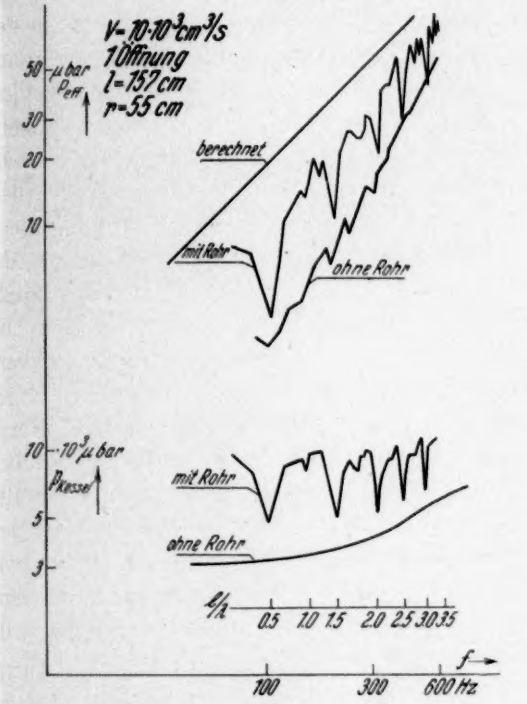

Abb. 14

Abb. 13 u. 14. Gemessener und berechneter Schalldruck und gemessener Kesseldruck bei Abschluß der gesteuerten Öffnung mit einem Widerstand

Untersuchung einer selbstgespeisten Sirene

Die bei der Betrachtung der gesteuerten Öffnung gewonnenen Erkenntnisse sollen jetzt auf eine selbstgespeiste Sirene der üblichen Bauart übertragen werden. Untersucht wurde eine Sirene mit 110 mm Lochkranzdurchmesser mit 6 Öffnungen von 30 · 30 mm wie bisher, jedoch

[3]) O. Lutz, Grundsätzliche Betrachtungen über den Spülvorgang bei Zweitaktmaschinen. Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens Bd. 5 (1934), Nr. 6.

mit 6 geraden Lüfterflügeln, deren Austrittswinkel kleiner als 90° war (Abb. 15). Zum Antrieb diente ein Universalmotor von 1/20 PS. Betriebsdrehzahl war 4500/min, es entsteht also ein Ton von $\frac{6 \cdot 4500}{60} = 450$ Hz. Für Luftschallsignale wird allgemein ein Ton etwa in dieser

Abb. 15. Querschnitt durch die selbstgespeiste Sirene

Höhe gewählt, da einerseits das menschliche Ohr bei diesen Frequenzen bereits eine genügende Empfindlichkeit besitzt, andererseits die Ausbreitungsverluste durch Absorption noch nicht zu groß sind.

Untersuchung der Leistungsaufnahme: Die Leistungsaufnahme des Antriebsmotors steigt, wie Abb. 16 zeigt, fast mit der 3. Potenz

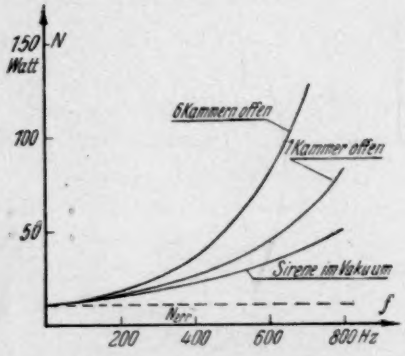

Abb. 16. Antriebsleistung in Abhängigkeit von der Frequenz für verschiedene Betriebszustände

der Drehzahl, da die geförderte Luftmenge V linear mit der Drehzahl steigt und der Druck p_k, gegen den zu fördern ist, linear bis quadratisch mit der Frequenz steigt, wie Abb. 2 für die fremdgespeiste Sirene zeigte. Der Verlustanteil für Stromwärmeverluste, Magnetisierungsverluste und mechanische Reibung wird durch Messung der Leistungsaufnahme im luftleeren Raum erhalten. Weiter zeigt Abb. 16 den Rückgang der Leistungsaufnahme, wenn 5 der 6 Sirenenkammern verschlossen werden. Nach späteren Messungen geht hierbei die geförderte Luftmenge genau wie die Leistungsaufnahmen auf den 5. Teil zurück. Darüber hinaus aus der Leistungsaufnahme des Antriebsmotors auf die abgestrahlte Schalleistung zu schließen mißlang infolge des geringen mechanisch-akustischen Wirkungsgrades der Sirene.

Fördermenge des Gebläses: Die Theorie der Gebläse[4]) ergibt Zusammenhänge zwischen der maximal möglichen Fördermenge V_{max}, die von Umfangsgeschwindigkeit u und Austrittsquerschnitt f_{ae} des Gebläses abhängt, und der tatsächlich gelieferten Fördermenge V. Unter hier zutreffenden Voraussetzungen ist dieses Verhältnis $\frac{V}{V_{max}}$ dem verlustlosen Austrittsquerschnitt f_{ae} proportional. Da der Weg der Luft durch den tatsächlich vorhandenen Austrittsquerschnitt F nicht verlustlos ist, wird der ihm äquivalente Querschnitt f_{ae} kleiner sein. Sein Wert ist im vorliegenden Falle von Drehzahl und Fördermenge abhängig und läßt sich experimentell nicht bestimmen, da die dazu erforderliche Bestimmung des Druckgefälles p_k bei der selbstgespeisten Sirene nicht möglich ist. Aus Abb. 2 kann jedoch für die gesteuerte Öffnung der Wert für f_{ae} in Abhängigkeit von Unterbrecherfrequenz und Fördermenge ermittelt werden. Er sinkt mit steigender Frequenz und wächst mit steigender Fördermenge; da bei der selbstgespeisten Sirene mit steigender Frequenz zwangsläufig eine steigende Fördermenge verbunden ist, ergibt sich ein konstanter Wert für alle Drehzahlen. Tatsächlich ist auch, wie Abb. 17 zeigt, die aus der punktweisen Messung der Luftgeschwindigkeit im Austrittsquerschnitt ermittelte Fördermenge der Drehzahl genau proportional.

Einfluß der Rohrbelastung auf den Pumpvorgang: Es wurde bereits in Abb. 14 gezeigt, daß der Gleichstromwiderstand eines Rohres vom Schwingungszustand der darin enthaltenen Luft abhängig ist; der Wert für die äquivalente Düsenöffnung f_{ae} sinkt dort an den

[4]) E. Wiesman, Die Ventilatoren, 2. Aufl., Berlin 1930.

$\lambda/4$-Stellen um etwa 40% herab. Dementsprechend erhalten wir ein Absinken der geförderten Luftmenge um den gleichen Betrag, wenn ein Rohr von $1, 3, 5, \ldots, \lambda/4$ Länge an eine Öffnung der Sirene angeschlossen wird. Abb. 17 zeigt die experimentell ermittelte Resonanzwirkung des Rohres $\frac{2l}{m+1}$ für die Grundwelle λ und ihre Oberschwingungen λ/n. Weiterhin tritt ein Absinken der Spitzenwerte um 60% gegenüber den ohne Rohr ermittelten

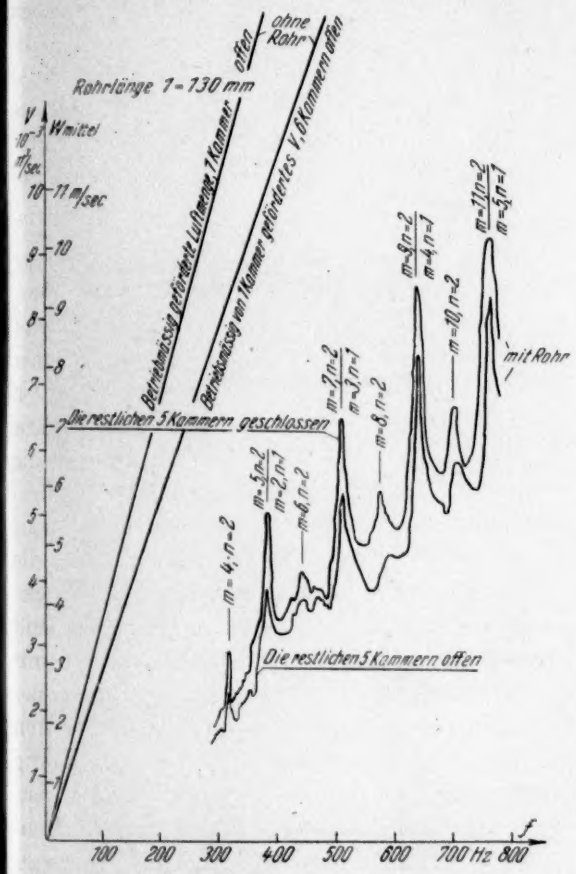

Abb. 17. Geförderte Luftmenge der unbelasteten und der mit einem Rohre abgeschlossenen Sirene in Abhängigkeit von der Frequenz

Werten ein. Diese Erscheinung wird später kritisch behandelt werden.

Abhängigkeit des Schalldruckes von der Rohrbelastung: Zur Untersuchung des akustischen Verhaltens der mit einem Rohr abgeschlossenen selbstgespeisten Sirene wird im Abstand r vom Rohrende der Schalldruck in Abhängigkeit von Rohrlänge und Drehzahl bestimmt. Die Messung wurde in einem stark gedämpften Raum vorgenommen; um Interferenzerscheinungen zu vermeiden, mußte die Sirene selbst in einem zweiten Raum aufgestellt und das verwendete Teleskoprohr durch eine Wand geführt werden. Für konstante Rohrlänge und veränderliche Sirenendrehzahl zeigt

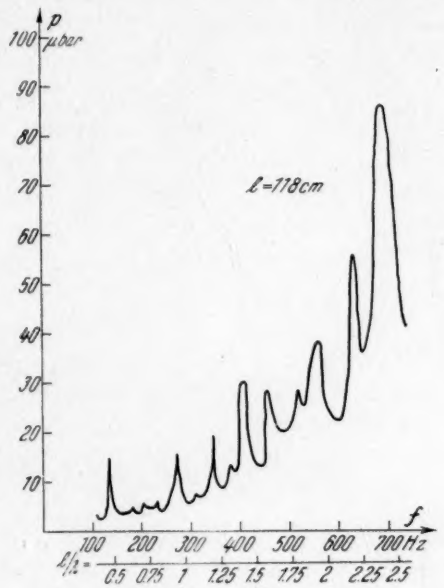

Abb. 18. Schalldruck in Abhängigkeit von der Frequenz bei konstanter Rohrlänge

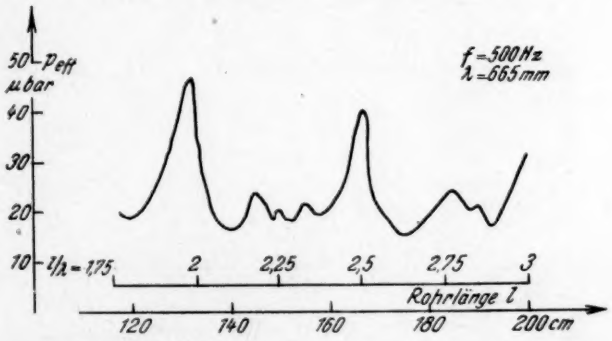

Abb. 19. Schalldruck in Abhängigkeit von der Rohrlänge bei konstanter Frequenz

Abb. 18 das Ergebnis, für konstante Drehzahl und veränderliche Rohrlänge Abb. 19. Es wird ein mit dem Quadrat der Frequenz steigender Schalldruck gemessen, wie er konstantem ΔV entspricht. Darüber zeigen sich Maxima des Schalldruckes dort, wo die Rohrlänge für die Impulsfrequenz oder ihre Harmonischen gerade eine halbe Wellenlänge beträgt. Die in das

Rohr hineingedrückte Schalleistung ist $N_{str} = (\Delta V)^2 \cdot \mathfrak{Z}$. An den $\lambda/2$-Stellen steigt ΔV, wie der vorhergehende Abschnitt zeigte, etwa im Verhältnis 2 : 3, während der Schallwiderstand — s. Abb. 14 — etwa im gleichen Maße sinkt; infolge des quadratischen Einflusses von ΔV ergibt sich dann der gemessene Verlauf des Schalldruckes etwa proportional zu ΔV.

Gegenüberstellung des Verhaltens von selbstgespeister zu fremdgespeister Sirene: Bei der gesteuerten Öffnung wurde der Luftstrom V durch die Höhe des Kesseldruckes bestimmt. Bei konstantem ΔV war für die Schalleistung der Widerstand $\mathfrak{Z}$, mit dem die Öffnung abgeschlossen wurde, maßgebend. Große Widerstände, wie das $\lambda/4$-Rohr, ergaben Maxima der Schalleistung, erforderten jedoch auch gleichzeitig große Gebläseleistungen $N = p \cdot V$, da dort auch der Gleichstromwiderstand ansteigt. Die selbstgespeiste Sirene ergibt der Drehzahl proportionales V, also konstantes ΔV nur bei unveränderten Abschlußbedingungen. Der Widerstand des Lochkranzes ist für alle Drehzahlen durch einen widerstandsgleichen Austrittsquerschnitt ersetzbar. Im Arbeitsbereich ist V dem Querschnitt f_{ae} proportional. Die als Belastungswiderstände untersuchten Rohre stellen an den $\lambda/4$-Stellen große Schallwiderstände, aber gleichzeitig hohe Gleichstromwiderstände dar, so daß sich praktisch Proportionalität zwischen f_{ae} und $\frac{1}{\mathfrak{Z}}$ ergibt. Da die Schalleistung proportional $(\Delta V)^2$ ist, erhält man Maxima an Stellen kleinen $\mathfrak{Z}$, da dort ΔV entsprechend ansteigt, also mit $\lambda/2$-Rohren.

Der Druckabfall der fremdgespeisten Sirene war etwa als das Doppelte des theoretischen Wertes $p_k = \frac{\gamma \cdot w^2}{2g}$ gemessen worden, dazu kommen beim rotierenden Lochkranz noch Anteile, die für die Beschleunigung der Luftmassen aufzubringen sind; insgesamt ergibt sich empirisch aus Abb. 2 ein Druckabfall

$$p \approx \frac{\gamma \cdot w^2}{2g}\left(2 + \frac{f}{300}\right).$$

Dieser Kesseldruck und die entsprechende Leistung $N = p \cdot V$ wurden für ein der selbstgespeisten Sirene entsprechendes V in Abb. 20 eingetragen. Die Leistungsaufnahme der selbstgespeisten Sirene liegt unter diesem Wert, woraus sich ergibt, daß die Gegendrücke, die das Gebläse der selbstgespeisten Sirene zu überwinden hat, wesentlich kleiner sein müssen. Sie

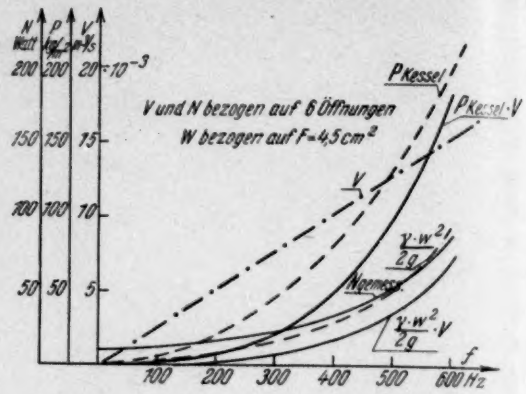

Abb. 20. Gegenüberstellung der für gleiches V in Abhängigkeit von der Frequenz aufzuwendende Antriebsleistung für selbstgespeiste und fremdgespeiste Sirene

können, wie die Abbildung zeigt, nicht viel über dem theoretischen Wert $p = \frac{\gamma \cdot w^2}{2g}$ liegen. Dieses wesentlich günstigere Verhalten deutet darauf hin, daß durch die unmittelbare Nachbarschaft von Gebläse und Lochkranz wirbelreiche Wege für die Luftteilchen hoher Geschwindigkeit weggefallen sind und daß sich die Längen der zu beschleunigenden Luftsäulen verkleinert haben. Dafür, daß der Gegendruck bei der Sirene nur unwesentlich über dem theoretischen Wert liegen kann, spricht auch das Absinken des Volumenstransportes beim Abschluß mit Teleskoprohr auf 40% des vorher geförderten Wertes (Abb. 17): Der Druckabfall in einem Rohr vom Durchmesser d berechnet sich für turbulente, allerdings nicht pulsierende Strömung zu

$$p = \frac{\sigma \cdot l}{d} \cdot \frac{\gamma \cdot w^2}{2g},$$

wobei die Widerstandsziffer σ nach Blasius [5]) zu

$$\sigma = \frac{0{,}3164}{\sqrt[4]{R}} \quad (R = \text{Reynoldssche Zahl})$$

angenommen wurde. Man erhält für das ver-

[5]) B. Eck, Einführung in die technische Strömungslehre, Bd. I, Theoretische Grundlagen, Berlin 1935.

wendete Rohr $\sigma \approx 0{,}03$ und damit $\frac{\sigma \cdot l}{d} \approx 1{,}4$. Unter der Voraussetzung, daß ohne Rohr der Gegendruck dem theoretischen Wert entspricht, stieg durch Ansetzen des Rohres der Gegendruck von $p = \frac{\gamma \cdot w^2}{2g}$ auf $p = \frac{\gamma \cdot w^2}{2g}(1 + 1{,}4)$, also auf den 2,4-fachen Wert, was genau dem Absinken der Fördermenge auf 40% entspricht.

Spektrum des Schallstromes: Gelegentlich festgestellte starke Schwankungen im Frequenzgang des Schalldruckes ließen vermuten, daß die zwischen den Schaufeln liegenden einzelnen Kammern des Sirenenlaufrades durch Resonatorwirkung einzelne Frequenzen bevorzugt abstrahlen würden. Die Messung des Spektrums des Schallstromes ergab jedoch für alle Drehzahlen der Sirene einen regelmäßigen Abfall des Energiegehaltes der Oberwellen mit steigender Ordnungszahl, wie er bei einem Stoßvorgang zu erwarten ist. Auch die Analyse des Schalldruckes bei Leerlauf der Sirene, wie er mit einem luftdicht auf die Ausströmöffnung gesetzten Mikrophon gemessen wurde, ergab keine Anhaltspunkte für eine Resonatorwirkung der einzelnen Kammern.

Bestimmung der Schalleistung aus ΔV: Es ist bereits bei einer Gegenüberstellung von fremdgespeister und selbstgespeister Sirene festgestellt worden, daß der erhaltene Schalldruck, bezogen auf gleiches ΔV, bei der selbstgespeisten Sirene geringer war als bei der gesteuerten Öffnung, und es ist vermutet worden, daß dies auf einen akustischen Kurzschluß zwischen Einström- und Ausströmöffnung zurückzuführen sei. Ist dies der Fall, müßten die Unterschiede bei den Bauarten verschwinden, wenn die selbstgespeiste Sirene mit einem Rohr abgeschlossen wird, das diesen Kurzschluß verhindert. Deshalb wurden im gedämpften Raum unter völlig gleichen Bedingungen die Schalldrucke bei Rohrbelastung für beide Bauarten gemessen und völlig übereinstimmend erhalten.

Bestimmung der Leistungsanteile von Lochkranz und Ansaugöffnung: Um die Wirkung des offenbar vorliegenden Rückschlusses zu untersuchen, sollen die von beiden Quellen abgegebenen Schalleistungen einzeln bestimmt werden. Ist ihre Summe größer als die Leistung, die man erhält, wenn man die Gesamtstrahlung der Sirene mißt, muß man annehmen, daß ein Druckausgleich zwischen beiden Schallquellen die abgestrahlte Leistung vermindert. Diese Leistungsmessung wurde zunächst nach der Hallraummethode vorgenommen, indem die Sirene so in die Wand des Hallraumes eingebaut wurde, daß einmal nur die Ansaugöffnung, das andere Mal nur die Ausströmöffnung und schließlich beide gleichzeitig in den Hallraum strahlten. Die Ergebnisse zeigten zwar im Mittel einen genauen Anstieg des Schalldruckes mit dem Quadrat der Frequenz für alle 3 Messungen, jedoch streuten auch die Mittelwerte aus einer Großzahl von Messungen so stark, daß eine sichere Beurteilung des Ergebnisses nicht möglich war. Es wurde deshalb nun durch Ausmessung des Schallfeldes untersucht, in welcher Weise der Lochkranz bzw. dessen Öffnungen und die Ansaugöffnung am Aufbau des Schallfeldes beteiligt sind. Die Messungen wurden im Freien vorgenommen, nachdem ein Vorversuch gezeigt hatte, daß auch in einem gut gedämpften Raum das Schallfeld durch Reflexionen zu stark gestört wurde. Die Sirene wurde so in eine Fensteröffnung eingebaut, daß sie in einer Ebene mit der Außenwand des Gebäudes lag und der jeweils untersuchte Teil ins Freie strahlte. Das Schallfeld konnte punktweise in einer horizontalen und einer vertikalen Ebene durch ein an einem Galgen befestigtes Mikrophon abgetastet werden.

Abb. 21 zeigt das Strahlungsdiagramm für die Ansaugöffnung allein, und zwar für verschiedene Mikrophonabstände. Die Abnahme des Schalldruckes ist der Mikrophonentfernung proportional. Es zeigt sich, daß die seitliche Strahlung größer ist als die in Richtung der Sirenenachse, obwohl die Ansaugöffnung völlig bündig mit der Schallwand abschließt. Die überlagerten Schwankungen treten bei allen Frequenzen auf; wird die Sirene so befestigt, daß ihre Achse nicht mehr senkrecht auf der Schallwand steht, so verschieben sich im Polardiagramm auch die Schwankungen um den gleichen Winkel. Auch in der vertikalen Ebene wird das gleiche Diagramm gemessen, das

Strahlungsbild ist also rotationssymmetrisch. Es ändert seinen Charakter auch nicht, wenn nur eine oder wenige Öffnungen des Lochkranzes geöffnet sind.

Das Strahlungsbild ändert dagegen sofort seine typische Form, wenn der Lochkranz als Schallquelle wirkt. Abb. 22 zeigt die Polardiagramme für verschiedene Frequenzen und beide Meßebenen. Das Maximum der Strahlung liegt jetzt in Richtung der Sirenenachse, senkrecht treten zwei kleine Nebenmaxima hinzu. Das Strahlungsbild setzt sich zusammen aus

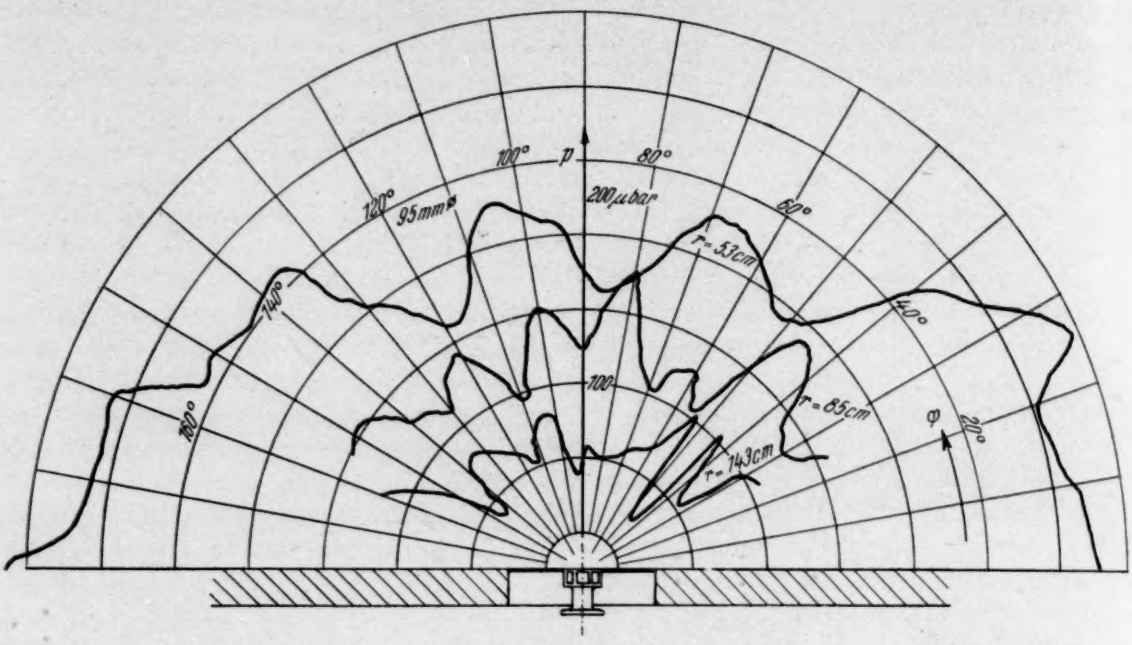

Abb. 21. Polardiagramm der Strahlung der Ansaugöffnung für verschiedene Mikrophonabstände

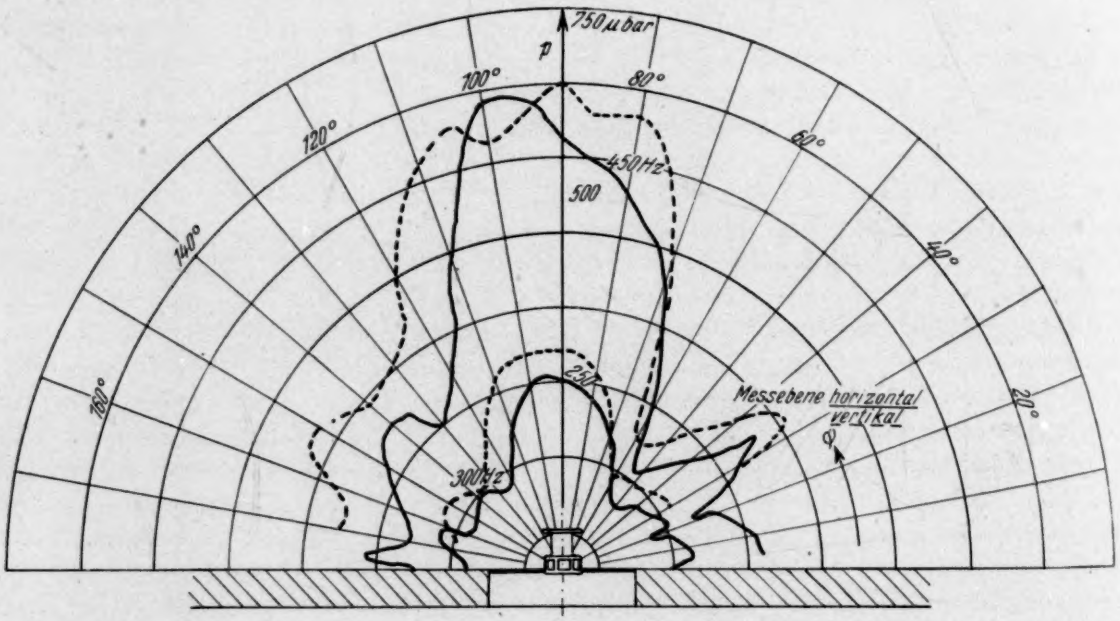

Abb. 22. Polardiagramm der Strahlung des Lochkranzes für 2 Frequenzen und 2 Meßebenen

dem der 6 Kammern, also 6 gleichphasigen Einzelstrahlern. Der Abstand dieser Einzelstrahler ist — er beträgt 6 cm — klein gegenüber der Wellenlänge. In diesem Falle ist keine zusätzliche Richtwirkung durch die Zusammenfassung der gleichphasig erregten Einzelstrahler zu einer Gruppe zu erwarten, wie auch die Zahl der Einzelquellen keine Rolle für die Richtcharakteristik spielt. Tatsächlich ergibt auch bereits die Strahlung einer einzigen Lochkranzöffnung genau das gleiche Polardiagramm.

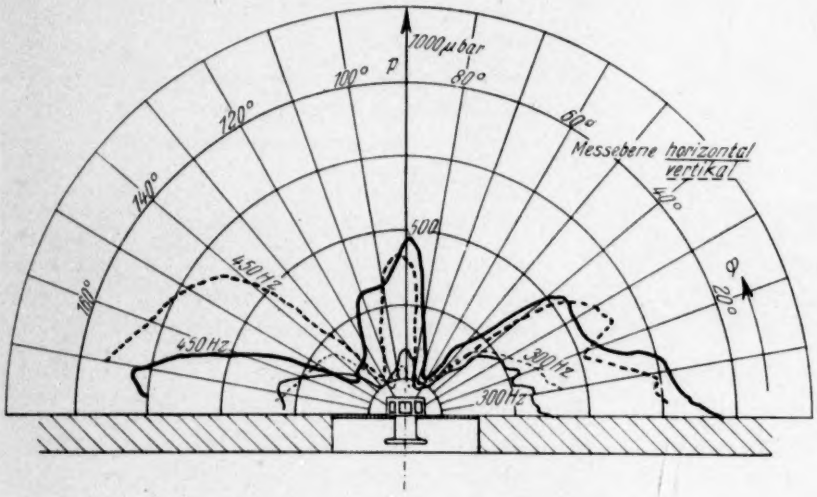

Abb. 23. Polardiagramm der Gesamtstrahlung der Sirene für 2 Frequenzen und 2 Meßebenen

Strahlen Lochkranz und Ansaugöffnung gleichzeitig, wie es dem normalen Betriebszustand entspricht, so ergibt sich ein neues charakteristisches Strahlungsbild (Abb. 23). Der Hauptteil der Strahlung liegt in der Lochkranzebene, wie dies auch für gute Hörsamkeit bei stehender Sirene erwünscht ist. Der Form nach kann das Bild des Strahlungsverlaufes aus dem des allein strahlenden Lochkranzes und der allein strahlenden Ansaugöffnung entstanden gedacht werden. Gegen die Annahme eines akustischen Kurzschlusses spricht die Tatsache, daß für alle Frequenzen die gleichen Richtdiagramme gemessen werden.

Aus dem jeweils auf einem Meridiankreis unter dem Winkel φ gemessenen Schalldruck p_φ der Polardiagramme wurde unter Berücksichtigung des rotationssymmetrischen Verlaufes des Schallfeldes der mittlere sphärische Schalldruck bestimmt zu

$$p_m = \frac{1}{2}\sqrt{\int_0^\pi p_\varphi^2 \cos\varphi \, d\varphi}\,.$$

Der Wert dieses Integrales wurde nach dem ROUSSEAU-Verfahren graphisch ermittelt und die p_m entsprechenden Schalleistungen $N_{str} = \frac{2\pi r^2}{840} p_m^2 \cdot 10^{-6}$ (Watt) in Abb. 24 dargestellt. Daraus ist zu ersehen, daß der Anteil des Lochkranzes an der Schalleistung nur gering

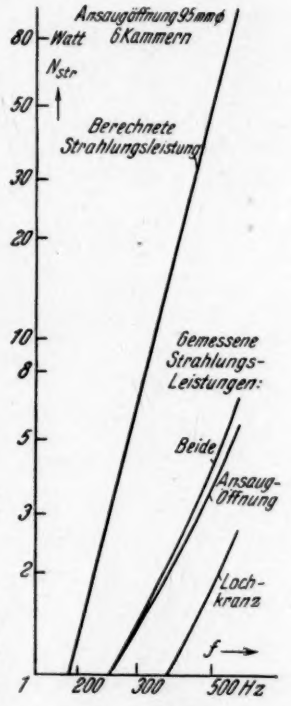

Abb. 24

Berechnete Gesamtstrahlung und gemessene Strahlungsleistungen am Lochkranz, Ansaugöffnung und betriebsmäßiger Sirene in Abhängigkeit von der Frequenz

ist, der Hauptanteil wird von der Ansaugöffnung geliefert. Die rechnerisch aus ΔV bestimmte Strahlungsleistung ist etwa um eine Zehnerpotenz höher als die gemessene Gesamtstrahlung, was etwa 3-fachem Schalldruck entspricht. Dieser Wert ist auf unvollkommene Modulation und auf im Vergleich zum Kugelstrahler ungünstigere Abstrahlungsbedingungen zurückzurückzuführen. Aus den Leistungsmessungen der beiden Einzelstrahler Lochkranz und Ansaugöffnung ergibt sich kein Anhaltspunkt dafür, daß ein akustischer Kurzschluß vorliegt,

die Sirene also als Schallquelle das Verhalten einer oszillierenden Kugel hätte. Allerdings ergaben die Messungen nicht, wie zu erwarten war, gleiche Schalleistungen für beide Einzelstrahler, sondern die des Lochkranzes betrug unter allen Betriebsbedingungen nur etwa ein Drittel der von der Ansaugöffnung erhaltenen, so daß ein wesentlicher Ausgleich des Schalldruckes auch nicht eintreten konnte. Der experimentelle Aufbau ergab für beide Meßreihen zweifellos gleiche Gleichstromwiderstände für das Gebläse, so daß die Volumen-

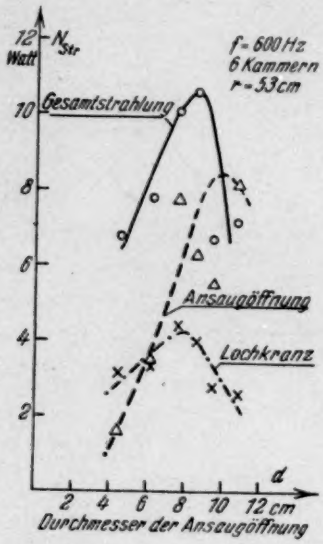

Abb. 25. Abhängigkeit der gemessenen Strahlungsleistungen vom Durchmesser der Ansaugöffnung

schwankungen ΔV den gleichen Wert gehabt haben. Es gelang nicht zu klären, ob zusätzliche Wirbelbildungen, innerer Kurzschluß o. ä. das wirksame ΔV für den Lochkranz herabsetzten.

Der Schalldruck ergab beim Betrieb der Sirene mit weniger als 6 Öffnungen, nämlich mit 1 oder 2 Öffnungen, in keinem Falle mehr als $^1/_3$ bzw. $^1/_6$ des für alle 6 Öffnungen gemessenen Wertes, woraus gefolgert werden kann, daß eine ungünstige gegenseitige Beeinflussung mehrerer Kammern nicht stattfindet.

Schließlich wurde noch die Schalleistung von Lochkranz und Ansaugöffnung wie die Gesamtstrahlung der Sirene in Abhängigkeit vom Durchmesser der Ansaugöffnung bestimmt. Alle 3 Diagramme zeigen die gleiche Tendenz: Bei kleinem Durchmesser steigt der Druck, den das Turbinenrad zur Überwindung des Strömungswiderstandes aufbringen muß, und es fällt entsprechend die geförderte Luftmenge. Bei größerem Ansaugdurchmesser strömt schließlich die Luft nicht mehr durch den Unterbrecherkranz, sondern entweicht wieder an der Peripherie der Ansaugöffnung, und nur ein Teil der angesaugten Luft wird durch den Unterbrecherkranz gedrückt. Dazwischen liegt, wie Abb. 25 zeigt, bei 80 mm ∅ ein Optimum. Betriebsmäßig arbeitete die untersuchte Sirene mit einer Öffnung von 95 mm ∅, also bereits wieder in einem ungünstigen Gebiet.

Zusammenfassung

Am Modell einer gesteuerten Öffnung werden zunächst die beim Modulationsvorgang in Sirenen auftretenden Probleme untersucht. Die statischen und dynamischen Druckverluste beim Durchströmen der Luft durch den Lochkranz werden gemessen. Es ergibt sich ein von Fördermenge und Frequenz abhängiges Vielfaches des bei gleichmäßiger verlustloser Strömung zu erwartenden Wertes $\frac{w^2 \cdot \gamma}{2g}$. Der auftretende Schalldruck steigt proportional mit ΔV und f, wie für Kugelstrahler zu erwarten. Der Ausströmvorgang wird berechnet und ergibt einen mit der Messung übereinstimmenden Verlauf, wenn ein Modulationsgrad eingeführt wird, der die — vom Öffnungswinkel abhängigen — Spaltverluste berücksichtigt. Die für einen Kugelstrahler sich rechnerisch ergebenden Schalleistungen werden unter Berücksichtigung des Modulationsgrades für alle Fördermengen und Frequenzen experimentell erhalten. Es ergibt sich keine gegenseitige Beeinflussung der als gleichphasig erregte Einzelstrahler wirkenden Lochkranzöffnungen. Änderung des Zeitquerschnittes des Öffnungsvorganges bringt keine wesentliche Verbesserung des hydraulisch-akustischen Wirkungsgrades der Anordnung. Schneidentöne tragen nur in verschwindendem Maße zur Schalleistung bei. Die gemessenen Schalleistungen sind abhängig vom Schallwiderstand, mit dem die Öffnung belastet ist. Für

konstant erzwungenes ΔV ergibt sich durch Ansetzen von $\lambda/4$-Rohren mit großem Schallwiderstand maximale Schalleistung, aber wegen der gleichzeitigen Erhöhung des Gleichstromwiderstandes auch eine Erhöhung des Gegendruckes für das Gebläse, so daß keine wesentliche Wirkungsgradverbesserung erhalten wird.

Die für die gesteuerte Öffnung erhaltenen Ergebnisse lassen sich auf die selbstgespeiste Sirene übertragen. Bei Rohrbelastung werden übereinstimmende Schalldrucke und Schalldruckverläufe mit der gesteuerten Öffnung erhalten. Infolge günstigerer räumlicher Verhältnisse sind die zu überwindenden Gleichdruckverluste wesentlich geringer. Die Fördermenge der Sirene ist vom Widerstand des Luftweges abhängig, der durch eine widerstandsgleiche Öffnung vom Querschnitt f_{ae} ersetzt werden kann. Bei normalem Betriebszustand ist f_{ae} für alle Drehzahlen konstant, also die geförderte Luftmenge proportional zur Drehzahl. f_{ae} sinkt bei Anschluß hoher Schallwiderstände $\mathfrak{Z}$, wenn diese gleichzeitig eine Erhöhung des Gleichstromwiderstandes mit sich bringen, wie es für die verwendeten Rohre gezeigt wurde. Maxima der Schalleistung werden dann bei $\lambda/2$-Rohren erhalten, wo zwar $\mathfrak{Z}$ ein Minimum, aber ΔV ein Maximum besitzt. Die Ausmessung der Schallfelder von Ansaugöffnung, Lochkranz und der betriebsmäßigen Sirene geben ein Bild der Strahlungseigenschaften und lassen die Leistungsanteile der Einzelstrahler bestimmen. Die Strahlungsleistung des Lochkranzes ist klein gegenüber der der Ansaugöffnung, bei akustischem Kurzschluß könnte also nur geringe Auslöschung des Schalldruckes eintreten. Eine Erklärung für die Verschiedenheit der Strahlungsleistungen und der erhaltenen charakteristischen Richtdiagramme konnte nicht gefunden werden.

Die vorliegenden experimentellen Untersuchungen wurden im Schwachstrominstitut der Technischen Hochschule Dresden durchgeführt. Herrn Prof. Dr. H. Barkhausen bin ich für wertvolle Anregungen und stetes Interesse an der Durchführung der Arbeit zu großem Dank verpflichtet. Besonders danke ich herzlichst Herrn Privatdozent Dr. habil. M. Kluge für treffende Ratschläge und starke Anteilnahme am Verlaufe der Untersuchungen und deren Auswertung.

(Eingegangen am 18. August 1938.)

Strahlergruppen mit umlaufender Phase

Von W. Ernsthausen

Mitteilung aus dem Institut für Elektrophysik der Deutschen Versuchsanstalt für Luftfahrt E. V., Berlin-Adlershof

(Mit 19 Textabbildungen)

I. Einleitung

Die vorliegende Arbeit entstand im Zusammenhang mit Untersuchungen über die Entstehung des Luftschraubengeräusches. Daher werden die Entwicklungen wesentlich im Hinblick auf dieses Problem durchgeführt, obwohl sie darüber hinaus allgemeiner Natur sind. Diesem letzten Umstand wird durch die Erweiterung der numerischen Rechnungen über die durch die erwähnte Anwendung gezogenen Grenzen entsprochen.

Unter einer Strahlergruppe mit umlaufender Phase soll eine mit elementaren Strahlern dichtbesetzte Kreisfläche verstanden werden, deren radial gleiche Phase mit einer der Kreisfrequenz der Elementarstrahler synchronen Winkelgeschwindigkeit rotiert. Die nach Voraussetzung unendlich kleinen Teilstrahler sollen ein Kugelfeld entsprechend einem Strahler nullter Ordnung erregen. In Anwendung auf die Luftschraube ist diese Annahme nicht streng richtig, da, wie man zeigen kann, die durch ein angestelltes Profil bewirkte achsiale Auslenkung der Luftteilchen gleichzeitig zur Einführung von Strahlern erster Ordnung zwingt. Die endgültigen grundsätzlichen Energiebetrachtungen jedoch werden durch den obigen Ansatz keine beträchtliche Einbuße erleiden, da im allgemeinen der Strahler erster Ordnung wegen seiner Richtcharakteristik nur einen geringen Beitrag zur gesamten Intensität liefert. In Fällen, wo dies nicht zutrifft, ist es nicht schwierig, die Ergebnisse in dieser Richtung zu erweitern.

Im Schrifttum liegen einige Arbeiten vor, welche sich auf diese Fragen beziehen. Sie behandeln durchweg das von einer Kreislinie erregte Schallfeld und unterscheiden sich nur in den Ansätzen über die elementare Störung[1]).

II. Formelzeichen

D	Durchmesser der Strahlergruppe.
F_k	Fläche der Aufpunktskugel, Gl. (23a).
$F_{s\mu}$	Reduzierte Strahlerfläche, Gl. (23).
H_0, H_1	Struvesche Funktionen.
I_m	Besselsche Funktionen.
N_v	Strahlungsleistung.
dQ	Amplitude des Mediumstromes.
R	Radius der Strahlergruppe.
R_k	Aufpunktsabstand.
$S_{\mu,m}$	Strahlungsfunktionen, Gl. (25).
U_v	Mittlere Normalgeschwindigkeit der Strahlerfläche.
$\Phi_{p,m}$	Integrale nach Gl. (18).
$\chi_{\mu,m}$	Richtfunktionen, Gl. (17).
a_v	Bewegungsamplitude der Elementarstrahler.
c	Schallgeschwindigkeit.
m	Ordnung der Besselfunktionen $= vz$.
k_μ	Konstante nach Gl. (2).
p	Ganzzahliger, positiver Exponent, Gl. (18).
p_v	Schalldruck.
q_μ	Konstante nach Gl. (3a).
r	Radiale Koordinate.
t	Zeit.
u_v	Schnelle.
x	Unabhängige Variable der Gl. (15).
z	Zahl der Knotenlinien der Strahlerfläche (Flügelzahl der Luftschraube).

[1]) Lynam u. Webb, Aeron. Res. Comm. Rep. Mem. 624 (1919); Paris, Philos. Mag. 13 (1932); Hart, Aeron. Res. Comm. Rep. Mem. 1310 (1929); Gutin, Physik. Z. USSR 9, 1 (1936).

α Drehwinkel.
γ_m Räumliche Phase, Gl. (9).
δ_m Zeitliche Phase, Gl. (10).
η Koeffizient der Variablen x, Gl. (15b).
ϑ Laufzeitwinkel, Gl. (15a).
$\varkappa$ Argument der Strahlungsfunktion, Gl. (24a).
λ Wellenlänge, siehe ω.
μ Index der Amplitudenfunktion, Gl. (2).
ν Ordnung der Harmonischen.
ξ Argument von $\Phi_{p,m}$, Gl. (18).
ϱ Luftdichte.
φ Winkel zwischen Aufpunktsgeraden und Gruppenebene.
ψ Geschwindigkeitspotential.
ω Winkelgeschwindigkeit des Phasenumlaufes und Kreisfrequenz der Elementarstrahlen.

III. Das Geschwindigkeitspotential

Wegen der vornehmlich akustischen Anwendung seien die Schallfeldgrößen eingeführt. Es werden wirbelfreie und hinreichend kleine Bewegungen des Mediums vorausgesetzt, so daß der Satz von der Erhaltung des Geschwindigkeitspotentials gilt, welches im Abstand R_k von der Quelle für eine fortschreitende Kugelwelle nullter Ordnung

$$\psi_\nu = \frac{dQ_\nu}{4\pi R_k} e^{jm\omega t} \cdot e^{-jm\omega \frac{R_k}{c}} \tag{1}$$

geschrieben werden kann, worin $m = \nu z$ eine für den Schwingungstypus der Kreisfläche charakteristische Zahl bedeutet. Da ν gleich der Ordnungszahl der Harmonischen und z gleich der Zahl der radialen umlaufenden Linien konstanter Phase ist, muß die Einführung der notwendig ganzen und positiven Zahl m in Gl. (1) die Aufteilung der Strahlerfläche in gleiche Winkel bedeuten, so daß z im Falle einer Luftschraube als Flügelzahl erscheint. Die Kreisfrequenz ω ist definitionsgemäß gleich dem 2π-fachen der sekundlichen Umläufe einer radialen Phasenlinie.

Der Einfluß bestimmter radialer Geschwindigkeitsverteilungen (bei der Luftschraube ist es die radiale Verteilung der Luftkräfte), wird durch die Einführung der 4 in Abb. 1 dargestellten Funktionen $U_\nu \cdot f_\mu(r)$, wo $\mu = 1, 2, 3$ und 4 ist, berücksichtigt. Die Konstanten k_μ

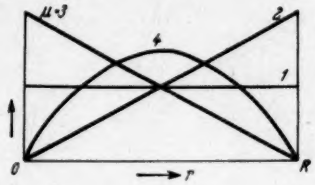

Abb. 1. Die vier der Rechnung zugrunde gelegten radialen Geschwindigkeitsverteilungen

bestimmen sich aus der Bedingung, daß der Wert $\int_0^R f_\mu(r)\,dr$ aller vier Funktionen gleich sein muß. So erhält man folgende Ausdrücke:

$$\begin{aligned} f_1(r) &= k_1 \\ f_2(r) &= k_2 \frac{r}{R} \\ f_3(r) &= k_3 \left(1 - \frac{r}{R}\right) \\ f_4(r) &= k_4 \left(4\frac{r}{R} - 4\frac{r^2}{R^2}\right) \end{aligned} \tag{2}$$

und

$$\begin{aligned} k_1 &= 1 \\ k_2 &= k_3 = 2 \\ k_4 &= 1{,}5 \end{aligned}$$

Die auf konstante Amplitude reduzierte Strahlerfläche ist

$$F_{s\mu} = 2\pi \int_0^R r f_\mu(r)\,dr. \tag{3}$$

Man setzt

$$F_{s\mu} = F_s \cdot q_\mu = \pi R^2 q_\mu$$

und erhält die Konstanten

$$q_1 = k_1,\ q_2 = \frac{2}{3}k_2,\ q_3 = \frac{1}{3}k_3,\ q_4 = \frac{2}{3}k_4. \tag{4}$$

Somit nimmt der Ausdruck für das Geschwindigkeitspotential aller Harmonischen die Form

$$\psi = \frac{dQ}{4\pi R_k} \sum_\nu f_\mu(r) \cdot f(i) \tag{5}$$

an. Wenn a_ν die Bewegungsamplitude der Elementarstrahler und daher die mittlere Normalgeschwindigkeit der Strahlerfläche

$$U_\nu = \frac{1}{2\pi} a_\nu m \omega \tag{6}$$

ist, ergibt sich die Mediumstromamplitude

dQ_ν als Produkt von U_ν und dem Flächenelement zu

$$dQ_\nu = U_\nu \; r\, dr\, d\alpha. \tag{7}$$

Um das Geschwindigkeitspotential der gesamten Gruppe anschreiben zu können, ist die Bestimmung der relativen Phasenverschiebung aller im Aufpunkt interferierenden Einzelstrahler notwendig.

Der Abb. 2 entnimmt man die Wegdifferenz zweier Strahler 1 und 2 zu

$$\begin{aligned} l' &= l \cos\varphi \\ l &= R - r\cos\varphi \\ l' &= (R - r\cos\alpha)\cos\varphi\,. \end{aligned} \tag{8}$$

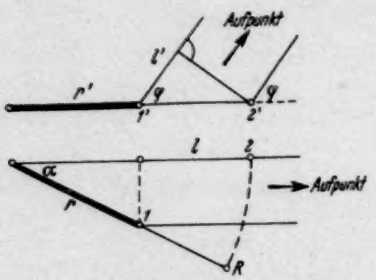

Abb. 2. Die räumliche Phasenverschiebung zweier Elementarstrahlen im Aufpunkt

Damit wird der natürliche Phasenwinkel, unter welchem die Wellen der Elementarstrahler den Aufpunkt treffen,

$$\gamma_m = \frac{2\pi m l'}{\lambda} = \frac{m\omega}{c}(R - r\cos\alpha)\cos\varphi. \tag{9}$$

Da nur die auf dem gleichen radialen Strahl liegenden Quellen konphas schwingen, tritt neben der räumlichen noch eine dem Winkel α entsprechende zeitliche Phase

$$\delta_m = m\alpha \tag{10}$$

auf. Das resultierende Geschwindigkeitspotential für eine Harmonische ist somit

$$\psi_{\nu\,res} = \frac{U_\nu}{4\pi R_k} \int_{r=0}^{R} r f_\mu(r) \int_{\alpha=0}^{2\pi} e^{-j(\delta_m + \gamma_m)} \times e^{jm\omega\left(t' - \frac{R_k}{c}\right)} dr\, d\alpha. \tag{11}$$

Während die räumliche Phase γ_m von α, φ und r abhängt, ist die zeitliche Phase δ_m durch die Zeit bestimmt, in welcher sich der Phasenradius um den Winkel α dreht. Als Phasenwinkel der Zeitfunktion ist er daher von ω unabhängig. Für jeden Zeitpunkt $t = t'$ kann, da die angegebenen Phasenbeziehungen immer gelten, die Integration ausgeführt werden. Mit Gl. (9) und (10) erhält man

$$\psi_{\nu\,res} = \frac{U_\nu}{4\pi R_k} \cdot e^{jm\omega\left(t' - \frac{R_k}{c} - \frac{R}{c}\cos\varphi\right)} \int_{r=0}^{R} \times f_\mu(r) \int_{\alpha=0}^{2\pi} e^{-jm\left(\alpha - \frac{\omega r}{c}\cos\alpha\cos\varphi\right)} dr\, d\alpha. \tag{12}$$

Für das innere Integral folgt nach JAHNKE-EMDE, 1933, S. 216 mit

$$x = \frac{m\omega r\cos\varphi}{c} \quad \text{und} \quad I_{-m} = (-1)^m I_m$$

$$\int_0^{2\pi} e^{jx\cos\alpha} \cdot e^{-jm\alpha} \cdot d\alpha = 2\pi j^m I_m(x). \tag{13}$$

Da $j = e^{j\frac{\pi}{2}}$, erhält man weiter

$$\psi_{\nu\,res} = \frac{U_\nu}{2R_k} e^{jm\left[\omega\left(t' - \frac{R_k}{c} - \frac{R}{c}\cos\varphi\right) + \frac{\pi}{2}\right]} \int_0^R \times f_\mu(r)\, I_m\left(m\frac{2\pi r}{\lambda}\cos\varphi\right) dr. \tag{14}$$

IV. Die Richtcharakteristik

Man setzt

$$\vartheta = m\omega\left(t' - \frac{R_k}{c} - \frac{R}{c}\cos\varphi\right) + m\frac{\pi}{2}, \tag{15a}$$

$$\eta = \frac{\lambda}{2\pi m\cos\varphi}, \quad r = \eta x$$

und erhält:

$$\psi_{\nu\,res} = \frac{U_\nu}{2R_k} e^{j\vartheta} \cdot \eta^2 \int_0^{\frac{R}{\eta}} x f_\mu(\eta x)\, I_m(x)\, dx. \tag{15}$$

Die Funktion

$$\chi_{\mu,m}(\varphi) = \frac{\eta^2}{F_{s\mu}} \int_0^{\frac{R}{\eta}} x f_\mu(\eta x)\, I_m(x)\, dx \tag{16}$$

ist ein Ausdruck für die räumliche Schallverteilung. Mit Benutzung der Funktionen $f_\mu(\eta x)$ in Gl. (2) folgt wegen $\xi = \frac{R}{\eta}$

$$\begin{aligned} \chi_{1,m}(\varphi) &= \frac{1}{\pi\xi^2}\Phi_{1,m}(\xi) \\ \chi_{2,m}(\varphi) &= \frac{3}{2\pi\xi^3}\Phi_{2,m}(\xi) \\ \chi_{3,m}(\varphi) &= \frac{3}{\pi}\left\{\frac{1}{\xi^2}\Phi_{1,m}(\xi) - \frac{1}{\xi^3}\Phi_{2,m}(\xi)\right\} \\ \chi_{4,m}(\varphi) &= \frac{6}{\pi}\left\{\frac{1}{\xi^3}\Phi_{2,m}(\xi) - \frac{1}{\xi^4}\Phi_{3,m}(\xi)\right\}. \end{aligned} \tag{17}$$

Hier bedeuten

$$\Phi_{1,m}(\xi)=\int_0^{\xi} x^1 I_m(x)\,dx$$

$$\Phi_{2,m}(\xi)=\int_0^{\xi} x^2 I_m(x)\,dx \tag{18}$$

$$\Phi_{3,m}(\xi)=\int_0^{\xi} x^3 I_m(x)\,dx$$

$$\Phi_{p,m}(\xi)=\int_0^{\xi} x^p I_m(x)\,dx.$$

Durch partielle Integration und Rekursion (McLachlan, 1934, S. 47ff.) erhält man endlich

$$\begin{aligned}\Phi_{1,m}(\xi)&=\xi\ I_{m+1}(\xi)+m\,\Phi_{o,m+1}(\xi)\\ \Phi_{2,m}(\xi)&=\xi^2 I_{m+1}(\xi)+(m-1)\,\Phi_{1,m+1}(\xi)\\ \Phi_{3,m}(\xi)&=\xi^3 I_{m+1}(\xi)+(m-2)\,\Phi_{2,m+1}(\xi)\end{aligned} \tag{19}$$

V. Die Strahlungsleistung

Aus dem Geschwindigkeitspotential leiten sich Schalldruck und Schnelle ab:

$$\begin{aligned}p_\nu&=-\varrho\frac{d\psi}{dt}\\ u_\nu&=\frac{\partial\psi}{\partial r_k}.\end{aligned} \tag{20}$$

Mit Beachtung der Gl. (16), (15) und (6) ergibt dies

$$p_\nu=-j\varrho m^2\omega^2 a_\nu q_\mu\frac{R^2}{4R_k}\chi_{\mu,m}(\varphi)\cdot e^{j\vartheta} \tag{21}$$

und

$$u_\nu=\left\{j m\frac{\omega}{c}-\frac{1}{R_k}\right\} m\omega a_\nu q_\mu\frac{R^2}{4R_k}\chi_{\mu,m}(\varphi)\cdot e^{j\vartheta}. \tag{22}$$

Der zeitlich konstante Anteil der Schallenergie, der in der Zeiteinheit durch eine die Schraube konzentrisch umschließende Kugel der Fläche F_k tritt, ist gleich dem Produkt von Schalldruck und der gleichphasigen Komponente der Schnelle. Mit den Gl. (21) u. (22) bestimmt sich daher in üblicher Weise die Schallleistung durch Integration über die Kugelfläche

$$F_k=2\pi R_k^2\int_0^{\pi}\sin\varphi\,d\varphi \tag{23a}$$

zu

$$N_\nu=\frac{\pi}{8}\frac{\varrho}{c}m^4\omega^4 a_\nu^2 q_\mu^2 R^1\int_0^{\pi}\chi_{\mu,m}^2(\varphi)\sin\varphi\,d\varphi. \tag{23}$$

Man setzt

$$\varkappa=m\frac{\pi D}{\lambda};\quad \xi=\varkappa\cos\varphi \tag{24a}$$

und erhält

$$N_\nu=\frac{\pi}{8}c^3\varrho\,a_\nu^2 q_\mu^2\varkappa^3 S_{\mu,m}(\varkappa), \tag{24}$$

worin

$$S_{\mu,m}(\varkappa)=2\int_0^{\varkappa}\chi_{\mu,m}^2(\xi)\,d\xi \tag{25}$$

eine Funktion darstellt, welche die Strahlungseigenschaften kennzeichnet und im folgenden daher mit Strahlungsfunktion bezeichnet wird. Wegen Gl. (6) ergibt sich für den Strahlungswiderstand

$$r_s=F_{s\mu}c\varrho\pi^2 q_\mu\cdot\varkappa S_{\mu,m}(\varkappa). \tag{26}$$

VI. Die charakteristischen Funktionen

1. $\Phi_{p,m}(\xi)$.

Im Anschluß an Gl. (19) wurden die folgenden Funktionen für $\mu=1, 2, 3, 4$, $m=2, 4, 6, 8$ und $0<\xi<14$ berechnet[2]).

$$\begin{aligned}\Phi_{0,0}(\xi)&=\xi I_0(\xi)+\tfrac{1}{2}\pi\xi\{I_1(\xi)\cdot H_0(\xi)\\ &\quad -I_0(\xi)\cdot H_1(\xi)\},\ \text{McLachlan, S. 158.}\\ \Phi_{1,0}(\xi)&=\xi I_1(\xi)\\ \Phi_{1,2}(\xi)&=-2I_0(\xi)+\xi I_1(\xi)+2\\ \Phi_{1,4}(\xi)&=-3\xi I_3(\xi)+2\Phi_{1,2}(\xi)\\ \Phi_{1,6}(\xi)&=\tfrac{1}{2}\{-5\xi I_5(\xi)+3\Phi_{1,4}(\xi)\}\\ \Phi_{1,8}(\xi)&=\tfrac{1}{3}\{-7\xi I_7(\xi)+4\Phi_{1,6}(\xi)\}\\ \Phi_{2,0}(\xi)&=\xi^2 I_1(\xi)+\xi I_0(\xi)-\Phi_{0,0}(\xi)\\ \Phi_{2,2}(\xi)&=2\xi^2 I_1(\xi)-3\Phi_{2,0}(\xi)\\ \Phi_{2,4}(\xi)&=6\xi^2 I_3(\xi)+5\Phi_{2,2}(\xi)\\ \Phi_{2,6}(\xi)&=\tfrac{1}{3}\{-10\xi^2 I_5(\xi)+7\Phi_{2,4}(\xi)\}\\ \Phi_{2,8}(\xi)&=\tfrac{1}{5}\{-14\xi^2 I_7(\xi)+9\Phi_{2,6}(\xi)\}\\ \Phi_{3,0}(\xi)&=\xi^3 I_1(\xi)-2\xi^2 I_2(\xi)\\ \Phi_{3,2}(\xi)&=\xi^3 I_3(\xi)\\ \Phi_{3,4}(\xi)&=24\Phi_{1,2}(\xi)-6\xi^2 I_2(\xi)-\Phi_{3,2}(\xi)\\ \Phi_{3,6}(\xi)&=-5\xi^3 I_5(\xi)+4\Phi_{3,4}(\xi)\\ \Phi_{3,8}(\xi)&=\tfrac{1}{2}\{-7\xi^3 I_7(\xi)+5\Phi_{3,6}(\xi)\}\end{aligned} \tag{27}$$

Mit Hilfe der tabellierten Besselschen und Struveschen Funktionen können die $\Phi_{p,m}$-

[2]) An dieser Stelle möchte ich Herrn Dipl.-Ing. von Borbely für seine Hilfe bestens danken.

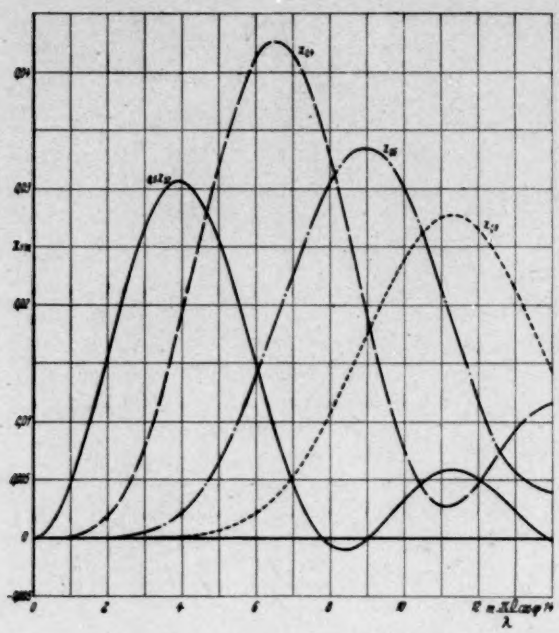

Abb. 3. Die Richtfunktionen $\chi_{1,\,m}$

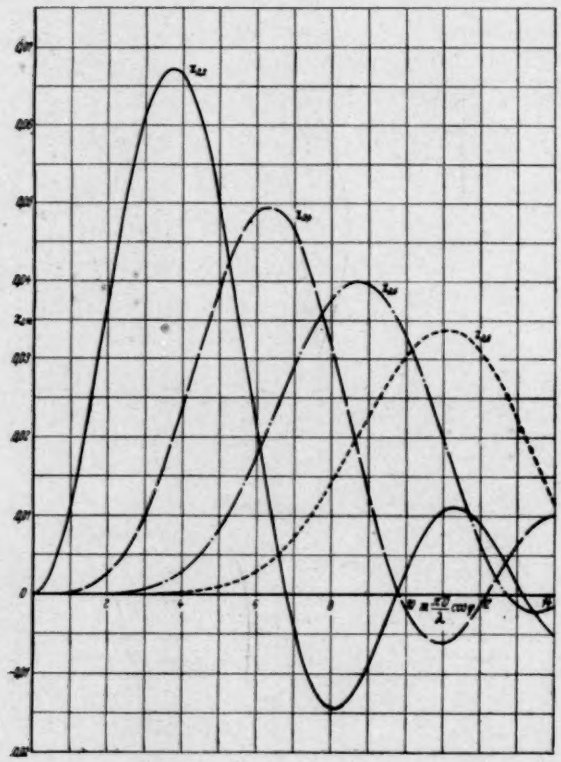

Abb. 4. Die Richtfunktionen $\chi_{2,\,m}$

Funktionen für alle Parameter in geschlossener Form ausgewertet werden.

2. $\chi_{\mu,\,m}(\varphi)$.

Nach Gl. (16) und (21) sind dies die Richtfunktionen der Strahlergruppe. Mit Gl. (17) und (27) wurde $\chi_{\mu,\,m}(\varphi)$ für $\mu = 1, 2, 3, 4$ und $m = 2, 4, 6, 8$ berechnet. Die Abb. 3, 4, 5 und 6 zeigen ihren Verlauf über dem Argument $m\frac{\pi D}{\lambda}\cos\varphi$. Sie lassen erkennen, daß die größte Richtschärfe erwartungsgemäß für $\mu=2$ und die kleinste für $\mu = 3$ auftritt, was den beiden Extremen der radialen Amplitudenverteilung entspricht. Das räumliche Feld

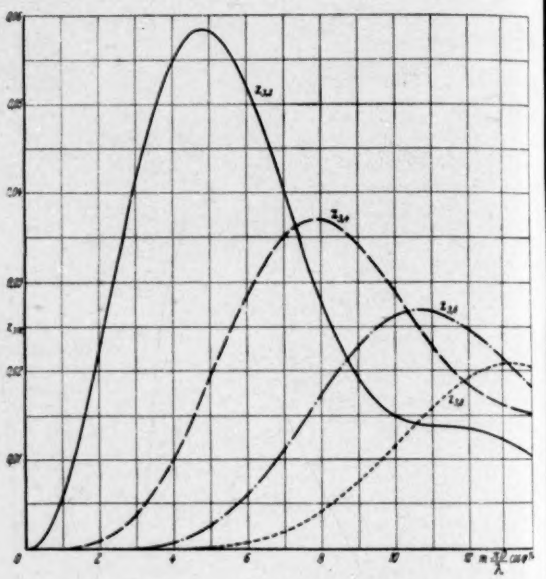

Abb. 5. Die Richtfunktionen $\chi_{3,\,m}$

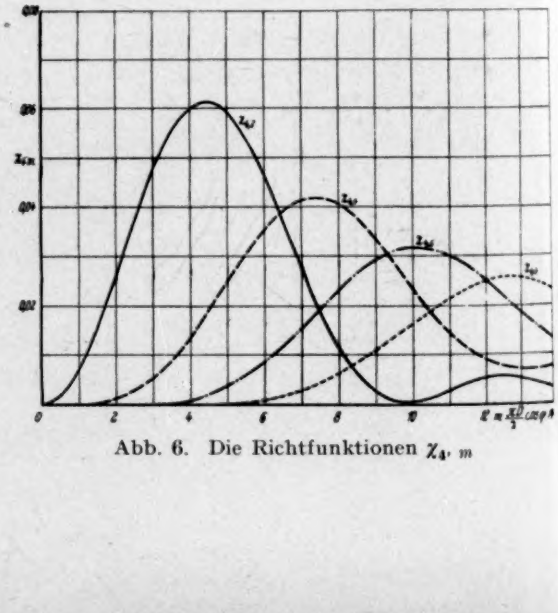

Abb. 6. Die Richtfunktionen $\chi_{4,\,m}$

ann aus diesen Darstellungen für $\varkappa = m\frac{\pi D}{\lambda}$ = const je nach Ordnung, Frequenz und Gruppendurchmesser bestimmt werden.

Mit Hilfe von Gl. (21) ermittelt man die den Richtcharakteristiken entsprechenden Funktionen $m^2 \chi_{\mu, m}(\varphi)$. Für den Fall, daß $m = 2$,

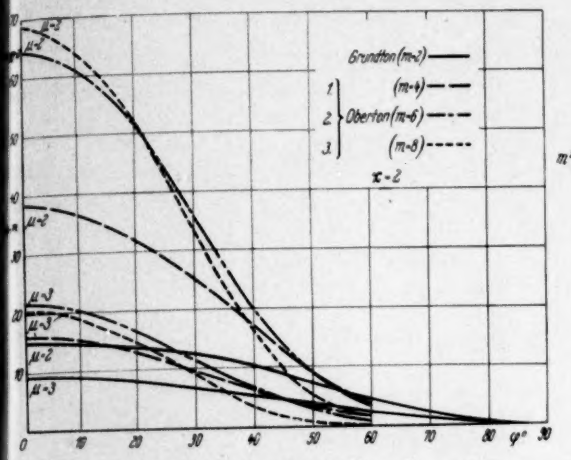

Abb. 7. Die Richtcharakteristiken für $\varkappa = 2$

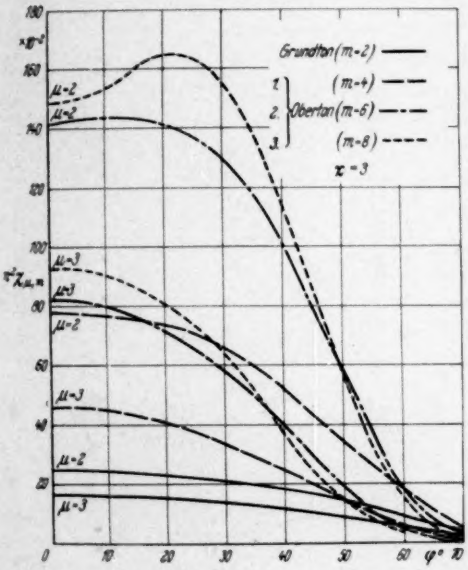

Abb. 8. Die Richtcharakteristiken für $\varkappa = 3$

schen $\mu = 2$ und 3, vor allem in den Obertönen, welche auch, wenigstens für diese $\varkappa$-Werte, die größeren Energien enthalten. Mit zunehmen-

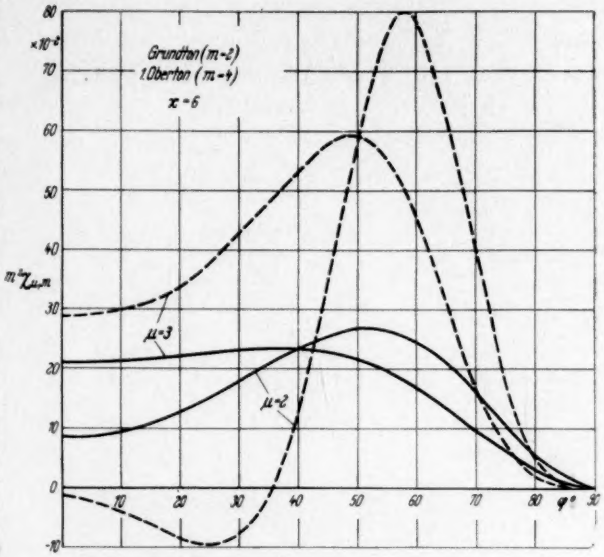

Abb. 9. Die Richtcharakteristiken für $\varkappa = 6$

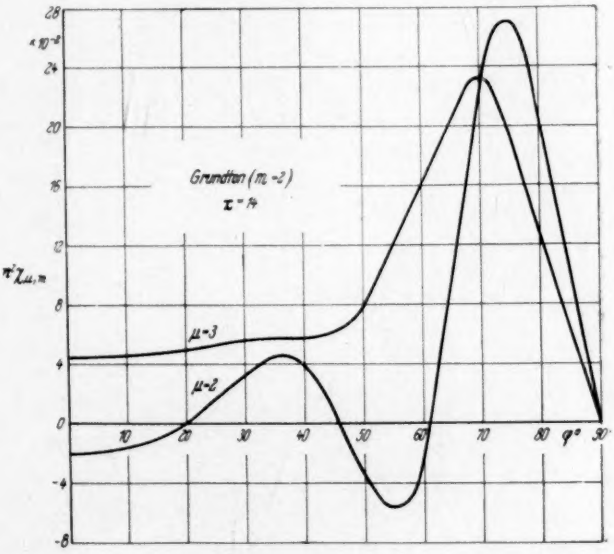

Abb. 10. Die Richtcharakteristiken für $\varkappa = 14$

4, 6, 8, die 1., 2., 3. und 4. Harmonische bedeuten, ($z = 2$) wurden für $\varkappa = 2$, 3, 6 und 14, und $\mu = 2$ und 3 diese Funktionen in Abhängigkeit von φ berechnet (Abb. 7, 8, 9, 10). Der Winkel $\varphi = 0$ kennzeichnet die Gruppenebene. Man erkennt wesentliche Unterschiede zwidem $\varkappa$ unterteilt sich die zunächst immer zweiblätterige Richtcharakteristik, deren Maxima in die Gruppenebene fallen, in eine vierblätterige; die absoluten Energiewerte nehmen ab, da endlich, wenn m gegen ∞ geht, die Funktionswerte Null werden.

3. $S_{\mu,m}(\varkappa)$.

Die Integration über das Quadrat der Richtfunktionen $\chi_{\mu,m}(\varphi)$ ergibt nach Gl. (15) die Strahlungsfunktionen. Sie wurde mit dem Integraphen für $\mu = 1, 2, 3, 4$ und $m = 2, 4, 6, 8$ durchgeführt und zeigt den in den Abb. 11, 12, 13, 14 dargestellten Verlauf.

Danach repräsentiert die Gruppe mit umlaufender Phase den allgemeinsten Typus eines

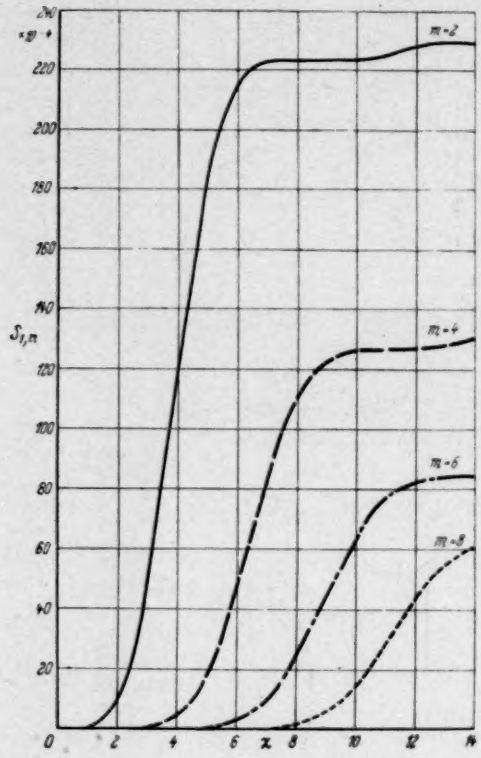

Abb. 11. Die Strahlungsfunktionen $S_{1,m}$

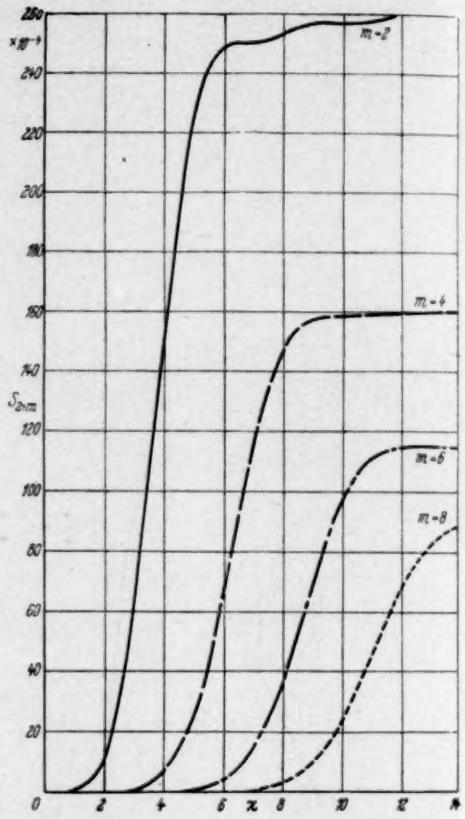

Abb. 12. Die Strahlungsfunktionen $S_{2,m}$

Strahlers, denn es ist jeder Ordnungszahl m eine Strahlungsfunktion zugeordnet, welcher selbst wieder ein Strahler m-ter Ordnung entspricht. Daraus läßt sich die Vorstellung ableiten, daß die gesamte Gruppe aus m in ihrer Ebene vereinigten Einzelstrahlern besteht, deren Flächen mit der Ordnung m in relativ zueinander festliegenden Phasengebieten von 0 und 180° unterteilt schwingen. m gibt daher die Zahl der mit der Winkelgeschwindigkeit ω umlaufenden radialen Knotenlinien an.

Der Unterschied der Absolutwerte dieser Funktionen gleicher Ordnung für μ radiale Verteilungen ist bei gleicher Wellenlänge auf die Veränderung der auf konstante und gleiche Amplitude reduzierten Strahlerfläche zurückzuführen. Auch hier nehmen die Differenzen mit steigender Ordnung zu.

Nach Gl. (26) ist durch $\varkappa S_{\mu,m}(\varkappa)$ der Verlauf des Strahlungswiderstandes gegeben. Er wurde für den Parameter $\frac{\pi D}{\lambda} = 1;\ 1{,}25;\ 1{,}5;$ 2 und für $\mu = 2$ und 3 in den Abb. 15 und 16 aufgetragen. Die dünnen Querlinien verbinden die Funktionswerte bei gleichem Parameter und fortlaufender Ordnung miteinander, geben also einen Aufschluß über die spektrale Verteilung. Man entnimmt den Abb. 15 und 16 und besonders der Abb. 17, welche sich auch in den Absolutwerten deutlich unterscheiden, daß das Spektrum nur bezüglich eines Betriebszustandes, festgelegt durch ein bestimmtes $\frac{\pi D}{\lambda}$, konstant ist. Bei kleinen Werten des

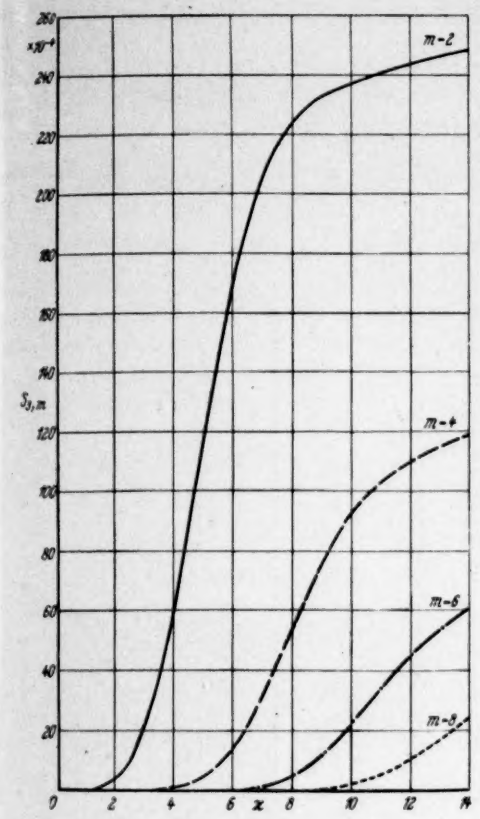

Abb. 13. Die Strahlungsfunktionen $S_{3,\,m}$

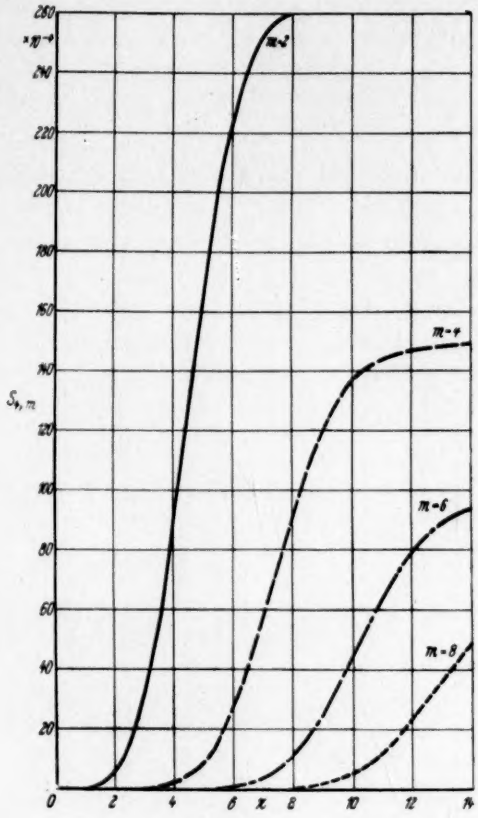

Abb. 14. Die Strahlungsfunktionen $S_{4,\,m}$

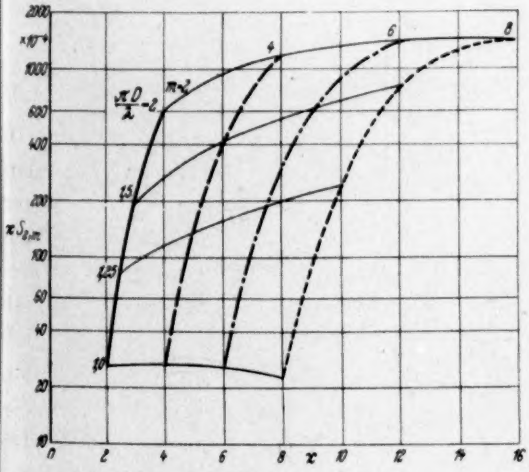

Abb. 15. Der Strahlungswiderstand für $\mu = 2$

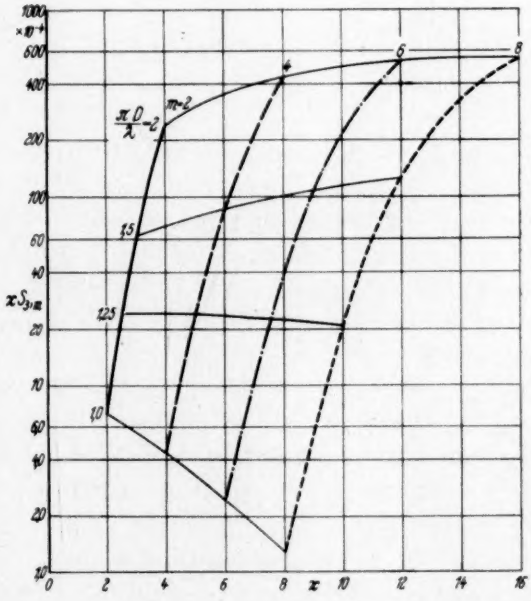

Abb. 16. Der Strahlungswiderstand für $\mu = 3$

Parameters überwiegt der Grundton und bei größeren Werten die höheren Harmonischen. In jedem Falle aber muß schließlich die Energie der Obertöne mit steigender Ordnung gegen Null gehen, womit der notwendig endliche Energieinhalt des Vorganges gewährleistet ist, zumal auch der Elementarstrahler nur ein mit wachsendem ν abfallendes Spektrum erzeugen kann.

An Hand der Abb. 18 kann der Einfluß der vier verschiedenen radialen Amplitudenverteilungen eingesehen werden. Die an sich nicht sinnvolle Verbindung der auf der Abszisse

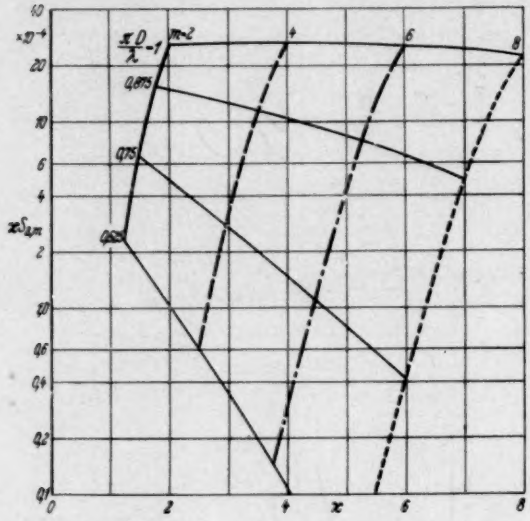

Abb. 17. Der Strahlungswiderstand für $\mu = 2$ und kleine Werte von $\frac{\pi D}{\lambda}$

aufgetragenen diskreten Werte von m wurde nur des besseren Überblickes halber gewählt. Der Strahlungswiderstand nimmt mit der Verschiebung des Maximums nach der Mitte der Strahlerfläche ab (Abb. 1). Die Ursache ist, wie schon erwähnt, in der Verkleinerung der wirksamen Strahlerfläche zu suchen, die außerdem zu einer geringeren Richtschärfe führt.

In der Abb. 19 ist beispielsweise der nach Gl. (24) durch $\varkappa^3 S_{\mu,m}(\varkappa)$ bestimmte Wert der Strahlungsleistung in Abhängigkeit von der minutlichen Phasendrehzahl (bzw. der Strahlerfrequenz) für den Fall aufgetragen, daß das elementare Spektrum in den ersten 4 Harmonischen konstante Amplituden aufweist, und daß der Strahlungsparameter $\frac{\pi D}{\lambda}$ bei n_{max} den Wert 0,981 hat. Die Verschiebung des Spektrums durch die Veränderung der Strahlungseigenschaften tritt hier deutlich hervor.

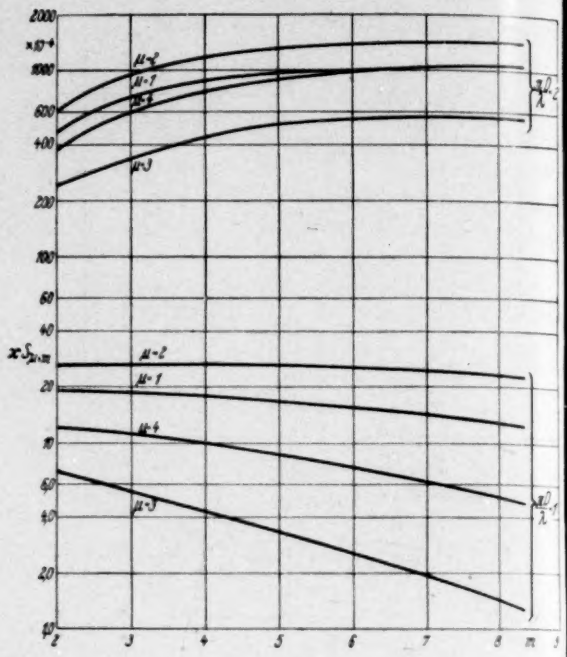

Abb. 18. Der Einfluß der radialen Amplitudenverteilung

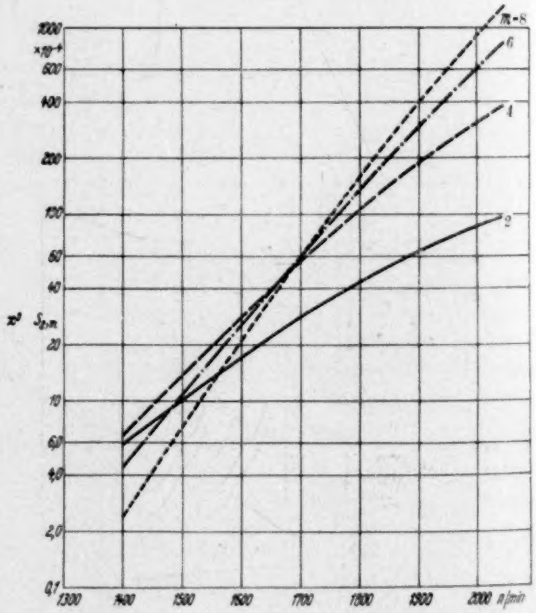

Abb. 19. Die Strahlungsleistung als Funktion der minutlichen Phasendrehzahl

Zusammenfassung

Die Berechnung der Strahlungseigenschaften von Strahlergruppen mit umlaufender Phase, zu denen als wichtigster Strahler die Luftschraube gehört, führte zu folgendem Ergebnis:

1. Die Gruppe kann durch ν in ihrer Ebene wirkende Strahler steigender Ordnung ersetzt werden, deren Flächen durch je m mit der Strahlerkreisfrequenz umlaufende radiale Knotenlinien in gleichen Winkeln unterteilt sind.

2. Die zweiblätterige Richtcharakteristik, deren Maxima in der Gruppenebene liegen, geht mit wachsendem $\frac{\pi D}{\lambda}$ in eine mehrblätterige, vornehmlich aber vierblätterige Kurve über.

3. Das Spektrum der abgestrahlten Energie hängt bei gegebener radialer Amplitudenverteilung von der Größe des Strahlungsparameters $\frac{\pi D}{\lambda}$ ab. Und zwar überwiegen bei kleinen Werten immer der Grundton und bei großen Werten die höheren Harmonischen.

4. Die Strahlungsleistung nimmt mit der Verschiebung des radialen Amplitudenmaximums nach dem Gruppenmittelpunkt ab, was in der Verringerung der wirksamen Strahlerfläche begründet liegt.

(Eingegangen am 4. Februar 1938.)

PATENTSCHAU

Bearbeitet von Heinrich Kösters

86.

Deutsches Patent Nr. 663728, patentiert ab 20. 9. 1933, ausgegeben am 12. 8. 1938

Veronika Oexmann, geb. Daltrop in Berlin

Schallplattenförmiger Magnetogrammträger

Das Patent schützt ein Magnettonverfahren, bei dem das zu magnetisierende Band in Spiralform in eine Platte so eingebettet ist, daß der nichtmagnetische Träger über das magnetische Band hinausragt.

87.

Deutsches Patent Nr. 663870, patentiert ab 12. 12. 1935, ausgegeben am 18. 8. 1938

Klangfilm G. m. b. H. in Berlin, Hans Warnke, Wilhelm Vox

Tonfilm mit Doppelzackenaufzeichnung

Doppelzackenschrift mit verlagerter Nullinie, bei der entsprechend Abb. 1. die Mittellinie der Aufzeichnung zur Verringerung des Grundgeräusches im Positiv geschwärzt ist.

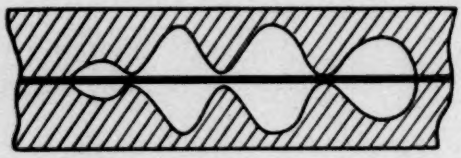

Abb. 1. Doppelzackenschrift mit geschwärzter Nullinie

88.

Deutsches Patent Nr. 664553, patentiert ab 25. 1. 1936, ausgegeben am 29. 8. 1938

Askania-Werke, vormals Zentral-Werkstatt Dessau und Carl Bamberg, Friedenau in Berlin-Friedenau

Vorrichtung zum Eichen von Beschleunigungs- und Schwingungsmessern

Das Patent beschreibt eine Vorrichtung zum Eichen von Beschleunigungs- und Schwingungsmessern, mit der der Meßkörper um eine Achse senkrecht zur Erdbeschleunigung gedreht werden kann. Zur Einstellung kleiner angreifender Kräfte kann der Meßkörper hierbei einen Winkel mit dieser Drehachse bilden.

89.

Deutsches Patent Nr. 664758, patentiert ab 4. 3. 1937 ausgegeben am 5. 9. 1938

Hans V. Tomitz in Hochheim über Erfurt

Verfahren zur Schallaufzeichnung

Die Erfindung bezieht sich auf ein Verfahren zur Schallaufzeichnung, wobei die aufzuzeichnenden Schallwellen als Stellen verschiedenen Ohmschen Widerstandes auf einem Streifen fixiert werden. Als Streifenmaterial kann eine verkohlbare Substanz, z. B. Papier benutzt werden. In Abb. 2a ist der Papierstreifen 2 auf einem Träger 1 befestigt. In Abb. 2b sieht man wie der Streifen 1 durch die Führung 7 läuft, die an der Membran 5 befestigt ist. Die Membran 5 kann durch Sprechströme bewegt werden und drückt dann den Streifen 1 mehr oder weniger fest an den heißen Bügel 3. An der Berührungsstelle zwischen dem Bügel und dem Papierstreifen verkohlt das Papier und bildet je nach dem Auflagedruck eine mehr oder weniger breite Verkohlungsstelle. Läßt man den Streifen mit gleichmäßiger Geschwindigkeit laufen, so erhält man eine Zackenschrift verschiedenen Ohmschen Widerstandes.

Abb. 2a

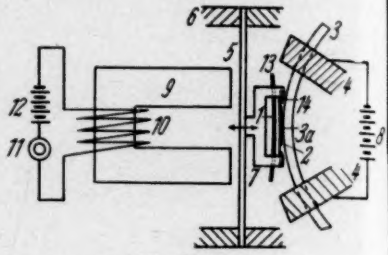

Abb. 2b

Vorrichtung zur Erzeugung einer Zackenschrift verschiedenen Ohmschen Widerstandes

90.

Deutsches Patent Nr. 664800, patentiert ab 30. 11. 1935, ausgegeben am 9. 10. 1938

Radio Corporation of America in New York, VStA.

Tonaufzeichnung

Das nach dem Patent vorgeschlagene Aufzeichnungsverfahren ist am besten aus Abb. 3 zu ersehen. Der Filmstreifen 3 trägt an einer Seite eine undurch-

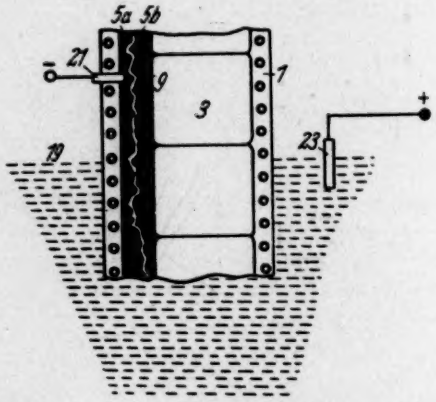

Abb. 3. Mechanisches Aufzeichnungsverfahren für Tonfilm

sichtige streifenartige Deckschicht 9, die aus leitendem Material, z. B. Silber besteht. Durch einen Stichel, der durch die aufzeichnende Tonfrequenz gesteuert wird, wird diese Deckschicht in zwei Teile 5a und 5b zerschnitten, die nun nicht mehr leitend miteinander verbunden sind. Der Teil 5b kann nun nach verschiedenen Verfahren durch Elektrolyse abgelöst werden, so daß der Teil 5a als Tonspur zurückbleibt.

91.

Deutsches Patent Nr. 664801, patentiert ab 7. 8. 1931, ausgegeben am 7. 9. 1938

Ufa-Gesellschaft in Berlin

Verfahren zur Herstellung von rauschlosen Schallaufzeichnungen

Bei der Aufzeichnung eines Tonstreifens mit einem Braunschen Rohr soll der tonfrequente Steuerstrom die Elektronendichte und ein den mittleren Amplituden entsprechender Gleichstrom die Elektronengeschwindigkeit steuern.

92.

Deutsches Patent Nr. 665422, patentiert ab 22. 12. 1932, ausgegeben am 24. 9. 1938

Paul-Günther Erbslöh und Hans-Karl Freiherr von Willisen in Berlin

Einrichtung zur Bestimmung der Höhe eines Signalgebers über einer reflektierenden Fläche

Zur Bestimmung der Höhe von Luftfahrzeugen wird folgende in Abb. 4 dargestellte Vorrichtung geschützt. Das Oszillatorrohr 1 erzeugt eine tonfrequente oder höhere Schwingung, die in den Röhren 3, und 5 verstärkt wird und den Lautsprecher 6 betreibt. Das Verstärkerrohr 3 ist ein Regelrohr. Der reflektierte Schall trifft auf das Mikrophon 7. Die Mikrophonströme werden in dem Resonanzverstärker 9 und 10 verstärkt und in dem Gleichrichter 11 gleichgerichtet. Das Gleichrichterrohr 11 ist so vorgespannt, daß im Ruhezustand kein Anodenstrom fließt. Beim Eintreffen des reflektierten Schalles entsteht am Widerstand 12 ein Spannungsabfall, es entsteht eine negative Spannung, die dem Gitter des Rohres 3 des Sendeverstärkers zugeführt wird. Hierdurch wird die Sendeenergie geschwächt. Nach einer Zeit, die der Laufzeit des Schalles entspricht, trifft jetzt eine verringerte Schalleistung auf das Mikrophon, die Spannung am Gleichrichter wird positiver, und die Sendeleistung steigt wieder an. Man erhält so eine Regelschwingung, deren Frequenz ein Maß für die Flughöhe ist. Die Abhängigkeit der Frequenz von der Höhe ist in Tabelle 1 dargestellt. Man sieht, daß bei großer Annäherung an den Boden die Regelfrequenz als Ton hörbar gemacht werden kann, wobei vorteilhafterweise noch ein Verfahren zur Frequenzvervielfachung benutzt wird.

Tabelle 1

Höhe in m . . .	82,5	16,5	8,25	1,65	0,825
Frequenz in Hz	1	5	10	50	100

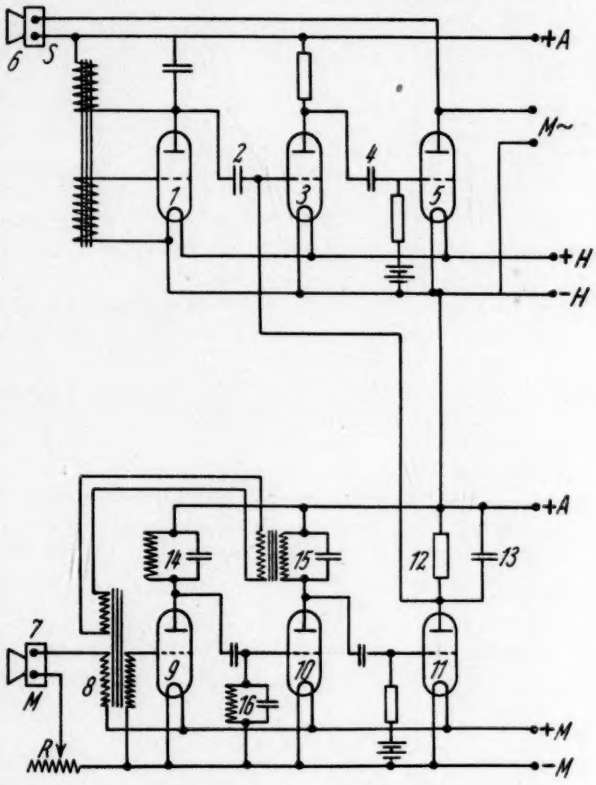

Abb. 4. Echolotverfahren

93.

Deutsches Patent Nr. 665898, patentiert ab 10. 8. 1934, ausgegeben am 6. 10. 1938

Robert Bosch G. m. b. H. in Stuttgart

Überholungssignal für Fahrzeuge

Überholungssignal für Fahrzeuge mit Mikrophon, bei dem durch den Mikrophonstrom beim Auffallen eines Schalles das Feld eines Relais geschwächt wird. Das Relais fällt ab und löst beim Führer ein Signal aus. Eine Gleichrichtung des Mikrophonstromes ist bei dieser Anordnung nicht notwendig.

SCHRIFTTUM

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

EUGEN MICHEL, **Akustik und Schallschutz im Hochbau.** Sammlung Göschen. Verlag Walter de Gruyter u. Co. in Berlin 1938. 157 S., 69 Abb. RM. 1,62.

Der Inhalt des Göschen-Bändchens gliedert sich in zwei Teile, Raumakustik und Bauakustik, wobei der Raumakustik gut $^2/_3$ des Umfangs gewidmet sind. Jeder Teil zerfällt in die Unterabschnitte: Physikalische Grundlagen, Anforderungen und Einzelfragen. Das Buch „soll dem Architekten führend und beratend zur Hand gehen. Es ist daher nach Möglichkeit auf theoretische Auseinandersetzungen und Ableitungen verzichtet und dafür die Behandlung der praktisch vorkommenden Fragen in den Vordergrund gestellt worden." Dieser Vorbemerkung des Verf. entsprechend bringt es im wesentlichen die Ergebnisse der raum- und bauakustischen Forschung in Form von Rezepten für ihre Anwendung ohne ins einzelne gehende Begründungen. Einige Grundbegriffe (z. B. Lautstärke, Nachhallzeit, Trittschallstärke) sind leider mißverständlich dargestellt. Außerordentlich reichhaltig und auch für den Akustiker lehrreich sind aber die Beispiele und Erfahrungen, die der Verf. auf Grund seiner jahrelangen praktischen Arbeit auf raumakustischem Gebiet mitteilen kann. Hier seien nur erwähnt die Darlegungen über Anordnung und Abmessungen von Redner- und Orchesterpodien, Schalldeckel, Zuhörersitze, Galerien, die verschiedenen Arten von geschlossenen und offenen Vortragsräumen. Auch die Kostenfrage wird kurz behandelt. A. SCHOCH

WALTER MÖLLER, **Photozelle, Glimmlampe, Braunsche Röhre. — Ihre praktische Verwendung, insbesondere für Demonstrations- und Unterrichtsversuche.** Verlag J. Schneider, Berlin-Tempelhof 1937. 151 S., 97 Abb. RM. 4,50.

Das in der 2. Auflage erschienene Buch stellt eine völlige Neubearbeitung und Erweiterung des in der 1. Auflage behandelten Stoffes dar. Jedem der im Titel genannten Geräte ist ein Teil des Buches gewidmet. In jedem der drei Teile werden zunächst die physikalischen Grundlagen des betreffenden Gerätes, seine Wirkungsweise und die Gesetze behandelt, denen es gehorcht. Dies geschieht z. T. in Form von Grundversuchen mit Rücksicht auf den Zweck des Buches, das in erster Linie dem physikalischen Unterricht dienen will. Einen breiten Raum nehmen die praktischen Anwendungen ein, auf die sich zahlreiche Demonstrationsversuche beziehen. Die bei dieser Gelegenheit gebrachten Schaltskizzen mit ausführlichen Zahlenangaben können dem Praktiker sehr von Wert sein. Beispielsweise werden Schaltungen der Photozelle in Verbindung mit Gleich- und Wechselstromverstärkern, Netzgerät und Kippspannungsgeneratoren mit Glimm- und Hochvakuumröhren für Braunsche Röhren angegeben. Die technische Verwendung der Geräte wird in geeigneten Versuchen demonstriert, so u. a. die Wirkungsweise der Photozelle im Tonfilm (Methode der Amplitudenschrift) und in Lichtriegelanlagen (lichtelektrisch gesteuerten Relaisschaltungen), der Glimmröhre im Glimmlampensummer, als Spannungsstabilisator, als Oszillografenröhre (Stabglimmröhre), in der Lichttelefonie (Glimmlichtmodulation) und im Tonfilm (Sprossenschrift). Die oszillografische Verwendung der Braunschen Röhre wird an zahlreichen Beispielen gezeigt.

Die Darstellungsweise des Buches ist klar und leicht verständlich, die vorausgesetzten physikalischen Vorkenntnisse sind gering, die mathematischen Hilfsmittel einfach. H. G. MÖLLER, Hamburg, hebt in dem Geleitwort, das er dem Buche mitgegeben hat, besonders hervor, daß dieses zu den seltenen Büchern gehört, die „einfach sind und doch streng wissenschaftliche Kenntnisse vermitteln".

HERMANN OBERST

A. W. MORLEY, **Silenced test beds.** Aircraft Engineering 10 (1938), S. 47.

Um das Geräusch von Motoren- und Luftschraubenprüfständen zu vermindern, ist man in den meisten Ländern von den einfachen, offenen Prüfständen abgegangen und versieht den Prüfstand mit einem Umbau, der meist in der Form eines U-förmigen Kanals ausgeführt wird (etwa 5×5 m Querschnitt). Der waagerechte Teil ist 10—20 m lang, der senkrechte Teil besteht aus zwei Türmen von 10—15 m Höhe. Die verschiedenen Ausführungen unterscheiden sich hauptsächlich durch die Art der Auskleidung mit schallabsorbierenden Stoffen. In Amerika soll sich vor allem die wabenförmige Auskleidung des oberen Teiles der Türme bewährt haben mit einer Teilung von ca. 1×1 m. Als Schallschlucker wird „Caliston" verwendet, ein Material, das in Form von Ziegeln hergestellt wird und offenbar eine Art Gasbeton ist. Ferner wird „Acoustec" (hergestellt aus Schlackenwolle) und „Zonolith" (herstellt aus Glimmerblättchen) genannt. Die Auskleidung des waagerechten Teiles des Prüfstandes wird zwar für zweckmäßig gehalten, aber meist unterlassen, weil das Material durch Ölspritzer vom Motor verschmutzt und unbrauchbar wird.

Von den in Deutschland gebauten Prüfständen wird nur der der DVL beschrieben, bei dem man weniger auf die Auskleidung des Kanals mit schallschluckenden Stoffen Wert gelegt hat, sondern die Dämpfung hauptsächlich durch eine zweimalige Umlenkung (liegendes U mit Türmen am Ende der waagerechten Schenkel) und durch eine größere Länge des Kanals erreicht hat.

In England schließlich bevorzugt man die gestreckte Bauart in der Form eines langen geraden Tunnels, in dessen Mitte sich der Motorenprüfstand befindet. Die Einlaß- und die Austrittsöffnung liegen zu ebener Erde. Um eine genügende Geräuschlosigkeit auch in der Nähe der Prüfstände zu erreichen, muß die Schalldämpfung bei der liegenden Bauart besonders gut sein, während bei der Turmbauweise durch die Höhe der Türme schon die Belästigung der unmittelbaren Nachbarschaft vermieden wird. In größerer Entfernung ist die Turmbauweise lauter als die liegende (Fernwirkung wie bei Glockentürmen).

Zur Erzielung einer guten Schalldämpfung hat der liegende Prüfstand eine Länge von 40—50 m. In dem Kanal sind senkrechte Querwände im Abstand von etwa 70 cm eingebaut, die mit Schlackenwolle belegt und zum Schutz gegen den Propellerwind mit einem Gewebe und Drahtgitter abgedeckt sind. Durch einen solchen Kanal von 20 m Länge wird das Geräusch um 40 Phon gedämpft. Dabei soll die Dämpfung im ersten Teil des Kanals (in der Nähe der Schallquelle) stärker sein als am Ende.

Es wird zur Berechnung der Dämpfung die Formel

angegeben. $$S = k\,h\,n\sqrt{l}$$

S = Dämpfung in Phon,
k = eine Materialkonstante, deren Wert im allgemeinen zwischen 0,5 und 1,1 liegt,
h = die Höhe des Kanals im Fuß,
n = die Zahl der Querwände,
l = die Länge in Fuß.

Schließlich wird noch die Dämpfung von Einzylinder-Prüfständen beschrieben, die im allgemeinen in kleinen Meßhäusern untergebracht sind, wobei der Auspuff des Motors zu einer offenen Tür oder zu einem offenen Fenster hinausgeführt wird. Es wird vorgeschlagen, an Stelle der freien Öffnung einen „Schalldämpferblock" einzusetzen. Dieser besteht aus schallschluckendem Material, das mit gelochten Abdeckplatten versehen ist und von Kanälen durchzogen wird, die die Abgase abführen. Ein solcher Schalldämpferblock sieht aus wie eine mit Lochsteinen zugemauerte Fensteröffnung. Die Dicke ist auch nicht viel größer als die des Mauerwerks. Die Dämpfung soll in dem angeführten Beispiel 20 Phon betragen haben. Der Druckverlust beim Durchströmen des Schalldämpferblocks muß durch eine etwas erhöhte Leistung des Gebläses ausgeglichen werden, das zur Kühlung des Motors verwendet wird. W. Willms

C. S. Draper, **Der akustische Höhenmesser für Flugzeuge.** N. A. C. A. Techn. Note 611 (1937).

Der Bericht enthält eine Zusammenstellung der bisher gebauten akustischen Höhenmesser und ihrer Leistungen, soweit sie veröffentlicht sind. Er ist zur Information über das Gebiet sehr geeignet. Es werden die Höhenmesser von Behm, Rice, Florisson, Dubois Laboureur, Nandillon, Jacquet Badin, Delsasso und Elektroakustik beschrieben. Man erhält einen Überblick über die Leistungen und Grenzen der verschiedensten Schallgeber vom Schußgeber bei Behm bis zum Schlagsender von Delsasso, vom elektrisch erregten Schallsender von Nandillon und Jacquet Badin bis zu den Preßluftpfeifen von Rice und Florisson und den Sirenen von Dubois Laboureur und Elektroakustik, desgleichen über die verschiedenen Methoden der Echozeitmessung, ausgehend vom Hörempfang bei gleichzeitiger Beobachtung eines rotierenden Zeigers bis zur vollautomatischen Anzeige. Im Höhenmesser von Jacquet Badin wird das Verfahren der Steuerung des Senders mit Hilfe des Echos benutzt, in dem der Sender so lange einen Ton aussendet, bis das Echo den Empfänger erreicht und so lange schweigt, bis das Ende des vorher ausgesandten Wellenzuges den Empfänger beaufschlagt. Die Höhenmessung besteht dann in einer Bestimmung der Frequenz der Unterbrechungen.

Je nach dem benutzten Verfahren unterscheiden sich die Geräte in der erreichten Höhe, die letzten Endes durch die Stärke des Flugzeuggeräusches im Verhältnis zur Stärke der Schallquelle gegeben ist. Die maximale Höhe der vollautomatischen Geräte liegt bei etwa 200 m, jedoch sei hierzu bemerkt, daß es nicht immer die Aufgabe des Höhenlotes ist, eine möglichst große Höhe noch anzuzeigen.

Ferner wird eine Zusammenstellung der akustischen Grundlagen gegeben, wie Einfluß der Luftabsorption und der Reflexionsverluste am Boden, Einfluß der Flugzeuggeschwindigkeit auf die Höhenanzeige, Dopplereffekt im Steig- oder Gleitflug, Frequenzspektrum des Schallimpulses in Abhängigkeit von der Impulslänge u. a.

In einer Schlußtabelle sind die Leistungen und Gewichte der einzelnen Echolote zum Vergleich zusammengestellt. Interessant ist, daß das verhältnismäßig einfachste Gerät, in dem das Echo mit dem Ohr abgehört wird, die größte Höhe von etwa 350 m erreicht. Allerdings hat das Gerät keine sehr große Genauigkeit und es ist praktisch schlecht brauchbar, weil seine Bedienung den Flugzeugführer zu sehr ablenkt. Der Bericht enthält 75 Literaturangaben über das Gebiet der Echolotung. W. Willms

B. J. Miller and L. O. Olsen, **The Position of the Vibrator in the Experiments of Melde and Kundt.** J. Acous. Soc. Am. 9 (1938), S. 341.

In der Arbeit wird die Frage nach der Lage des Schwingungserzeugers in der stehenden Welle bei den klassischen Versuchen von Kundt und Melde behandelt. Die zur Diskussion stehenden mathematischen Beziehungen erhält man etwas bequemer als auf dem von den Verfassern gewählten Wege bei

Benutzung der komplexen Darstellungsweise folgendermaßen.

Die stehende Welle im Rohre (KUNDT) bzw. auf der Saite (MELDE) läßt sich allgemein darstellen in der Form $u = (A \operatorname{Cof} \gamma x + B \operatorname{Sin} \gamma x)\, e^{i\omega t}$, u = Verschiebungsamplitude, $\gamma = \alpha + ik$ (in der von den Verfassern gewählten Bezeichnungsweise). Das feste Ende ($u = 0$) der Gassäule bzw. der Saite liege bei $x = 0$, der Vibrator führe an der Stelle $x = l$ Schwingungen der Form $u = a\, e^{i\omega t}$ aus. Bei den gegebenen Randbedingungen wird $A = 0$ und $B = a / \operatorname{Sin} \gamma l$, also $u = a\, (\operatorname{Sin} \gamma x / \operatorname{Sin} \gamma l)\, e^{i\omega t}$. Hieraus folgt $u = a\, (F(x)/F(l))\, e^{i(\omega t - \varphi)}$ mit $F(x)$ $(\operatorname{Sin}^2 \alpha x \cdot \cos^2 k x + \operatorname{Cof}^2 \alpha x \cdot \sin^2 k x)^{\frac{1}{2}}$ und die Bedingung für den Phasenwinkel φ $\operatorname{tg} \varphi = (\operatorname{Tg} \alpha x \operatorname{tg} k l - \operatorname{Tg} \alpha l \operatorname{tg} k x) / (\operatorname{Tg} \alpha x \cdot \operatorname{Tg} \alpha l + \operatorname{tg} k x \operatorname{tg} k l)$. Diese Ausdrücke werden diskutiert.

Wenn die Dämpfungskonstante α genügend klein ist, liegen für beliebige Frequenzen die Knoten der stehenden Welle (Minima von $F(x)$) an den Stellen $x = n\pi/k$ $(1 + \alpha^2/k^2)$, oder für den Fall $(\alpha/k)^2 \ll 1$ praktisch $x = n\pi/k$. Die Minima von $F(l)$ in bezug auf k liefern die Resonanzfrequenzen. Die Verfasser nehmen eine der Partikelgeschwindigkeit proportionale Reibungskraft an. In diesem Falle ergibt sich in noch besserer Näherung als für die Lage der Knoten die Bedingung $k = n\pi/l$ für die Resonanzfrequenzen. Bei kleinem α fällt nach diesen Überlegungen im Resonanzfall die Stelle des Schwingungserzeugers sehr nahe mit einem Schwingungsknoten zusammen. In den MELDEschen Versuchen und erst recht im Falle der KUNDTschen Röhren sind die α so klein, daß der Abstand des Vibrators vom nächsten Knoten gegenüber den Schwankungen des Abstandes benachbarter Knoten völlig zu vernachlässigen ist. Die Diskussion des Ausdrucks für den Phasenwinkel φ zeigt, daß die Schwingung in den Knotenpunkten um $\pi/2$ gegen die an den Stellen außerhalb der Knoten in der Phase verschoben ist.

Zu der Arbeit ist zu bemerken, daß die Annahme einer der Partikelgeschwindigkeit proportionalen Reibungskraft in keinem der beiden Fälle (Gassäule im Rohr und schwingende Saite) streng zutrifft; das Endergebnis der vorliegenden Abschätzungen wird hierdurch jedoch nicht beeinflußt. Wichtiger ist die Erfüllung der Randbedingung $u = a\, e^{i\omega t}$ für $x = 0$, wobei a als konstant (unabhängig von der Frequenz) angenommen wird. Wenn die Rückwirkung der Schwingung der Gassäule bzw. der Saite auf die Vibratorschwingung merklich ist, ist im allgemeinen diese Bedingung nicht erfüllt, und der Schwingungserzeuger liegt im Resonanzfall nicht im Schwingungsknoten.

HERMANN OBERST

NACHRICHTEN

Der 14. Deutsche Physiker- und Mathematikertag

Der diesjährige Physiker- und Mathematikertag fand in Baden-Baden in der Zeit vom 11. bis 16. September statt. Von den beiden Hauptthemen „Dispersion und Relaxation" und „Licht" interessiert den Leserkreis dieser Zeitschrift das erste. Im Rahmen dieses Themas wurden akustische, elektrische und magnetische Relaxationserscheinungen behandelt. Über die akustischen sprach H. O. KNESER, Marburg. Die von ihm entwickelte Theorie der Schallabsorption und -dispersion in Gasen wurde auf Flüssigkeiten erweitert. Im Gegensatz zu den Gasen weiß man bei den Flüssigkeiten noch nicht, welcher Energieanteil eine merkliche Einstelldauer besitzt; jedenfalls aber muß diese Einstelldauer bei Flüssigkeiten viel kleiner als bei Gasen sein. — Eine einheitliche mathematische Theorie der Relaxationserscheinungen, in die sich alle in den Vorträgen behandelten Erscheinungen einordnen lassen, entwickelte R. DE L. KRONIG, Groningen. — A. EUCKEN, Göttingen, stellte einen Vergleich der Stoßausbeuten, die aus Schalldispersionsmessungen an Gasgemischen ermittelt worden sind, mit den theoretisch zu erwartenden an. — Über die Dämpfung in festen Körpern sprach K. BENNEWITZ, Jena. Man kann sie theoretisch als Folge der Wärmeleitung deuten, was experimentell sehr gut bestätigt wird.

Von den übrigen Vorträgen seien hier noch drei erwähnt. O. v. SCHMIDT, Berlin-Gatow, wies an Knallwellenaufnahmen eine besondere, von ihm in der Sprengseismik früher entdeckte Welle nach. Trifft eine Kugel-Knallwelle auf ein Medium mit größerer Schallgeschwindigkeit, so geht von dem Schnittpunkt der gebrochenen Kugelwelle mit der Grenzschicht aus eine Kopfwelle ins erste Medium hinein, die mit der Grenzfläche stets den Grenzwinkel der Totalreflexion bildet. — H. TISCHNER, Berlin-Oberschöneweide, beschrieb einen Generator zur Messung des nichtlinearen Nebensprechens, dessen Frequenzspektrum dem mittleren Sprachspektrum nachgebildet ist. H. MEINEL, Berlin, trug vor über Untersuchungen an Geigen. Als physikalische Kennzeichen dienen Frequenz- und Lautstärkekurven, die Klanggüte wird von Sachver-

ständigen beurteilt. Die Untersuchung zahlreicher Instrumente, darunter vieler altitalienischer Meistergeigen, ergibt die besonderen physikalischen Merkmale der subjektiv als klanglich hervorragend beurteilten Geigen.

G. Buchmann

Schwingungstagung des Vereins Deutscher Ingenieure

Vom 6. bis 8. Oktober fand in Göttingen und Kassel die diesjährige Schwingungstagung des VDI statt. Nach einer kurzen Begrüßung durch Herrn Dr. Zeller, in der er vor allem des Ablebens des bisherigen Leiters des Schwingungsausschusses, Prof. Hort, gedachte, nahm Prof. Pohl, Göttingen, das Wort zu einem Experimentalvortrag „Versuche zur Schall- und Schwingungslehre". Die Experimente veranschaulichten allgemeine Wellen- und Schwingungsgesetze an Modellversuchen mit Schwerewellen im Wassertank und behandelten weiterhin die Schallbeugung, die Schallausbreitung und stehende Ultraschallwellen. Die Versuche wurden in der bei Prof. Pohl bekannten einfachen und übersichtlichen Anordnung ausgeführt und fanden bei allen Zuhörern großen Beifall. Von den schwingungstechnischen Spezialvorträgen des ersten Tages seien genannt: Prof. Dr. G. Angenheister, „Fortschritte in der Erforschung der Bodenschwingungen"; Dipl.-Ing. O. Hoffmeister, „Beitrag zur Theorie der Schwingungsmeßgeräte"; Prof. Schuler und Mitarbeiter, „Schwingungen auf dem Gebiete der Kreiseltechnik". Dr.-Ing. Michel, Hamburg, sprach über „Strömungserregte Resonanzschwingungen" (Schwingungen von Schiffsschrauben, Siederohren in Kesseln usw.). Die Vorträge in Göttingen wurden durch Besichtigungen des Geophysikalischen Instituts, des Instituts für Angewandte Mechanik und der Aerodynamischen Versuchsanstalt ergänzt. Im ersteren Institut war auch der Meßwagen der Degebo (Deutsche Gesellschaft für Bodenmechanik) aufgestellt, der das Erregungsgerät, eine Losenhausenmaschine, sowie die elektrodynamischen Meßgeräte mit Oszillograph enthält.

Nach Schluß der Göttinger Teiltagung fuhren die Teilnehmer nach Kassel. Hier fand eine Besichtigung der Anlagen von Henschel und Sohn statt. Der letzte Tag der Schwingungstagung war Sonderfragen auf dem Gebiete der Verkehrstechnik gewidmet. Prof. Nordmann behandelte Schwingungsmessungen bei Eisenbahnfahrzeugen, insbesondere Bestimmungen der Anpreßdrucke der Lokomotivräder an die Schienen mit Hilfe von Kohledruckmessern. Dr. Lehr trug über umfangreiche Versuche vor, an Modellen gekoppelter Pendel allgemeine Gesetzmäßigkeiten bei gedämpften Koppelschwingungen zu finden, die für die Kraftwagenfederung wichtig sind. Eine weitere Gruppe von Vorträgen befaßte sich mit der Messung von Verkehrserschütterungen, den Schwingungen von Fahrbahndecken bei Reichsautobahnen und der Einwirkung der Straßenunebenheiten auf Fahrzeuginsassen. Die Erschütterungen auf Fahrbahndecken sind Transversalwellen, deren Geschwindigkeit von Plattendicke und Frequenz und deren räumliche Dämpfung von der Art des Untergrundes abhängt (A. Ramspeck). Den Schluß der Tagung bildeten Vorträge aus dem Gebiete des Flugzeugbaues. Die Tagung, die von etwa 250 Teilnehmern besucht war, gab eine gute Übersicht über die zur Zeit vordringlichen Probleme auf dem Gebiet der Schwingungstechnik.

E. Meyer

Internationaler Kongreß für Singen und Sprechen

Nach achttägiger Dauer fand am 16. Oktober 1938 der Internationale Kongreß für Singen und Sprechen in Frankfurt a. M. mit einer Festsitzung seinen feierlichen Abschluß. Der Kongreß, der unter der Schirmherrschaft des Reichsministers für Volksaufklärung und Propaganda, Dr. Goebbels, gestanden hat, hatte es sich zu Aufgabe gemacht, alle diejenigen, die unmittelbar oder mittelbar zu einer Vertiefung unserer Kenntnisse über Sprache und Gesang beitragen können, zu einer gemeinsamen Aussprache zusammenzuführen. Rückblickend kann gesagt werden, daß dieses Ziel weitgehend erreicht worden ist. Über 100 Vorträge physikalischen, physiologischen, psychologischen, biologischen, künstlerischen und sprach- und gesangspädagogischen Inhalts beleuchteten das gestellte Problem immer wieder von neuer Seite. Auch den Sonderaufgaben des Rundfunks war ein Vorlesungstag gewidmet.

Der Besuch des Kongresses kann bei rund 700 Teilnehmern als sehr gut bezeichnet werden.

Die Leitung der Tagung lag bei Prof. Max Donisch in besten Händen. Er hat sich auch, wie in der Schlußsitzung mitgeteilt wurde, bereit erklärt, dem neu gebildeten Ständigen Rat der Kongresse für Singen und Sprechen vorzustehen.

Die zahlreichen Rahmenveranstaltungen, zu denen die Stadt Frankfurt eingeladen hatte, fanden bei allen Teilnehmern dankbarste Aufnahme.

M. Grützmacher

2. Jahrestagung der Deutschen Kinotechnischen Gesellschaft

Vom 20.—22. Oktober 1938 fand in Berlin die 2. Jahrestagung der Deutschen Kinotechnischen Gesellschaft statt. Über die für die Tontechnik wichtigen Vorträge sei hier kurz berichtet.

Die „Möglichkeiten des Schmaltonfilms", die sich bei dem heutigen Stand der Technik erreichen lassen, wurden von Dr. W. Pistor theoretisch auseinandergesetzt und an einer Anzahl von gut gelungenen Filmen praktisch vorgeführt. Mit Hilfe geeigneter optischer Systeme werden Schmaltonfilme zur Zeit in der Regel als Verkleinerungskopien von Normaltonfilmen hergestellt. Die besonderen Schwierigkeiten liegen — u. a. — nicht nur in der wesentlich geringeren Filmgeschwindigkeit (Verlust an hohen Frequenzen), sondern auch darin, daß man Bild und Ton von vornherein auf demselben Filmstreifen aufnehmen will, um auf diese Weise für den Schmaltonfilm eine möglichst einfache, leicht transportable und billige Aufnahmeapparatur zu schaffen. Es ist dann notwendig, hinsichtlich der Gradationskurve der Emulsion gewisse Konzessionen an die Tonschrift zuungunsten des Bildes zu machen. Doch läßt sich, wie die Vorführungen beweisen, ein befriedigender Mittelweg durchaus finden. Günstiger liegen die Verhältnisse bei der Herstellung von Schmaltonfilmen nach dem Umkehrverfahren, weil sich hier durch die Zweitbelichtung, die für Bild und Ton verschieden gewählt werden kann, die Möglichkeit ergibt, auf demselben Filmstreifen im Endergebnis eine verschiedene, für Bild und Ton jeweils geeignete Gradation zu erzeugen. — Dr. R. Görisch brachte „Vorführungen von Gegentaktfilmen". Der Vortragende erklärte die Wirkungsweise der Gegentaktschrift und ihre Vorzüge, die in der Verminderung der nichtlinearen Verzerrungen und des Filmrauschens liegen. Dadurch scheint der größere technische Aufwand, der nicht zuletzt auch durch die gesteigerten Anforderungen an die Justierung entsteht, sehr wohl gerechtfertigt.

Die Vorträge des zweiten Tages wurden im Luxor-Palast abgehalten. Hier sind vor allem zwei Vorträge zu erwähnen. — Dipl.-Ing. E. Kammerer sprach über die „Schallplattenwiedergabe im Tonfilmtheater". Es wurden die bei der Schallplattenübertragung erforderlichen besonderen Bedingungen (Frequenzgang) erörtert und auf einer Apparatur, die diesen Bedingungen entspricht, einige handelsübliche Schallplatten vorgeführt. — Für den akustisch Interessierten war der größte Gewinn der Tagung der Vortrag von Dipl.-Ing. H. Wancke über den technischen Stand der Stereophonie. Nach einer kurzen Übersicht über die bisherigen Arbeiten und Versuche zur Durchführung einer stereophonischen Übertragung mit zwei oder drei Kanälen und unter Benutzung von Lautsprechern wurden die Anwendungsmöglichkeiten solcher Verfahren im Tonfilm besprochen und einige deutsche und amerikanische stereophonische Aufnahmen vorgeführt. Die stereophonische Lautsprecherübertragung kann und will keineswegs ein strenges räumliches Abbild der Originaldarbietung geben (denn das ist nur mit einer Kopfhörerübertragung zu erreichen), sondern ihre Hauptwirkung ist mehr psychologischer Art, indem der Hörer vollkommen mit einbezogen wird in das musikalische Geschehen und so ein außerordentlich plastischer Gesamteindruck, ein ganz starkes Empfinden für die Wirklichkeit und Gegenwärtigkeit der Darbietung entsteht. Der Einwand, auf den Seitenplätzen müsse der Stereo-Effekt doch verzerrt erscheinen im Vergleich zu den Plätzen in der Mittelachse des Saales, wird angesichts dieser Tatsache gegenstandslos. Die Vorführungen, vor allem die mit drei Kanälen durchgeführte Übertragung von einem Orchesterkonzert aus der Singakademie wirkten absolut überzeugend, und die Wiedergabe der Egmont-Ouvertüre z. B. brauchte einen Vergleich mit einer Originalaufführung nicht zu scheuen. Feine Differenzierungen, wie etwa die Gegenüberstellung des begleitenden Streicherchores (räumlich sehr ausgedehnter Klangkörper) mit den sich in motivischen Linien abwechselnden Bläsern (räumlich konzentriert), brachten die Güte der stereophonischen Übertragung hervorragend zur Geltung. — Die Tagung fand ihren Abschluß mit der Besichtigung der Fernseh-Sendeeinrichtungen der Deutschen Reichspost und der technischen Einrichtungen des Funkhauses.

E. Thienhaus

Der Dozent für Physik an der Universität Köln, Dr. **Egon Hiedemann,** ist zum außerordentlichen Professor ernannt worden.

Verantwortlicher Schriftleiter: Reg.-Rat Dr. Martin Grützmacher, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig, Königstr. 2. — Druck: A. Heine G. m. b. H., Gräfenhainichen. — „I. v. W. g." — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 1. — Printed in Germany